

551.4/
26.21
ЖС 35

В. Н. ЖАРКОВ

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ И ПЛАНЕТ

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ И ПЛАНЕТ



В. Н. ЖАРКОВ

197

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ И ПЛАНЕТ

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

749054

Чернівецька державна
обласна
БІБЛІОТЕКА
І. В. Г. КОРОЛЕНКА



МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1983

22.65
Ж35
УДК 525

Жарков В. Н.

Ж 35 Внутреннее строение Земли и планет.— М.: Наука.
Главная редакция физико-математической литературы, 1983.— 416 с.

В книге популярно и в то же время строго научно изложено современное состояние проблемы строения Земли, планет и Луны. Показана многоплановость современной геофизики и ее обширный экспериментальный фундамент. Большое внимание в книге уделено разъяснению основных идей геофизики, в том числе таких сложных, как механизм очага землетрясения, понятие фигуры Земли, зондирование Земли методом собственных колебаний, проблема происхождения геомагнетизма и ряда других. Новое издание дополнено специальными разделами, посвященными тектонике плит, прогнозу землетрясений, земным приливам, эволюции лунной орбиты и др.

Книга рассчитана на преподавателей физики и астрономии в школе, лекторов, студентов астрономов и физиков, специалистов смежных областей — геофизиков, геохимиков, геологов, а также на лиц со средним образованием, интересующихся современным состоянием проблемы.

Ж $\frac{1705050000 - 125}{053(02)-83}$ 166-83

ББК22.65
526

Ж $\frac{1705050000 - 125}{053(02)-83}$ 166-83

© Издательство «Наука»
Главная редакция
физико-математической литературы,
1983, с изменениями

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие ко второму изданию	5
Предисловие к первому изданию	6
Введение	9

ЧАСТЬ I

СТРОЕНИЕ ТВЕРДОЙ ЗЕМЛИ

Глава 1. Сейсмология	12
1.1. Классическая сейсмическая модель Земли Джеф- фриса — Гутенберга	12
1.2. Сейсмические волны	17
1.3. Сейсмичность Земли	29
1.4. Механизм очагов землетрясений. Классические представления	35
1.5. Предсказание землетрясений	44
Глава 2. Гравиметрия	57
2.1. Становление гравиметрии	57
2.2. Гравитационное поле и фигура Земли. Момент инер- ции Земли	59
2.3. Внешнее гравитационное поле Земли по данным ис- кусственных спутников Земли	63
2.4. Отклонение Земли от состояния гидростатического равновесия	66
2.5. Изостазия	67
2.6. Земные приливы	71
Глава 3. Собственные колебания Земли	78
3.1. Открытие и общие свойства	78
3.2. Диссипативные свойства земных недр	89
3.3. Динамический модуль сдвига земных недр	94
Глава 4. Магнетизм и электропроводность Земли	102
4.1. Магнитное поле Земли	102
4.2. Природа геомагнетизма	108
4.3. Электропроводность Земли	118
Глава 5. Геотермика. Распределение температуры. Тепло- вой поток из недр Земли	121
Глава 6. Исследование геофизических материалов при вы- соких давлениях	132
6.1. Геофизические материалы	133
6.2. Статические исследования	139
6.3. Динамические исследования	150

Глава 7. Модели внутреннего строения Земли	153
7.1. Однородная модель	154
7.2. Реальные модели (распределения плотности, ускорения силы тяжести, давления)	155
7.3. Современные модели	162
7.4. Минералогический состав	167
7.5. Физическая модель	170
7.6. Реологическая модель коры и мантии	177
7.7. Физика твердого тела и модель Земли	199

Глава 8. Тектоника плит	208
8.1. Введение. История вопроса	208
8.2. Геохронология и возраст Земли	216
8.3. Тектоника плит	232
8.4. Механизмы тектоники плит	257

ЧАСТЬ II

СТРОЕНИЕ ПЛАНЕТ И ЛУНЫ

Глава 9. Строение планет земной группы	307
9.1. Общие сведения и данные наблюдений	307
9.2. Модели внутреннего строения Венеры, Марса и Меркурия	314
9.3. Крупномасштабные статические касательные напряжения в недрах Венеры, Марса и Меркурия	330
9.4. Распределение эффективной вязкости в недрах Венеры, Марса и Меркурия	337
Глава 10. Внутреннее строение планет-гигантов	342
10.1. Создание водородной концентрации Юпитера и Сатурна	343
10.2. Теория фигуры	346
10.3. Адиабатическая модель	348
10.4. Данные наблюдений	350
10.5. Распространенность элементов и группы космохимических веществ	352
10.6. Уравнение состояния	354
10.7. Модели Юпитера и Сатурна	357
10.8. Модели Урана и Нептуна	362
10.9. Планета Плутон — бывший спутник Нептуна?	363
Глава 11. Внутреннее строение Луны	366
11.1. Сейсмические данные	366
11.2. Лунные породы. Механизм образования коры и верхней мантии	376
11.3. Фигура и гравитационное поле	384
11.4. Магнетизм Луны	388
11.5. Распределение электропроводности и температуры	390
11.6. Тепловой поток	394
11.7. Лунная хронология	396
11.8. Об истории лунной орбиты	399
11.9. Краткие сведения о строении галилеевых спутников Юпитера, Титана и ледяных спутников Сатурна	404
Литература	410
Предметный указатель	411

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Во втором издании книга существенно расширена с целью сделать ее более универсальным пособием для первого знакомства с основами физики Земли и планет.

В книгу введены большие параграфы, посвященные механизму землетрясений (классические представления), прогнозу землетрясений, земным приливам, реологическим моделям коры и мантии, физике твердого тела и моделям Земли, эволюции лунной орбиты, а также сделаны добавления к уже существовавшим параграфам.

Написана новая глава «Тектоника плит», занимающая четверть книги, где наряду с основными положениями новой глобальной тектоники изложены геохронология, физические механизмы тектоники плит, геохимические эволюционные модели и распределение радиогенных источников в недрах Земли.

Заново написаны главы «Строение планет земной группы» и «Внутреннее строение Луны», в которых рассмотрены модели внутреннего строения Меркурия, Венеры, Марса и Луны с привлечением последних результатов космических исследований.

Автор надеется, что книга окажется полезной для первого знакомства с физикой Земли и планет.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

В 1973 г. автор настоящей книги написал популярную брошюру по геофизике, которая в несколько расширенном виде была издана в ГДР. Эти популярные публикации и послужили истоками настоящей книги.

Геофизика является исключительно многоплановой наукой, и широкий ее обзор и изложение встречают определенные трудности. Эти трудности были всегда, но сейчас, когда геофизика сильно разрослась и продолжает расти, все это стало еще более ощутимо.

Современная геофизика не имеет резких границ с астрофизикой Солнечной системы, космохимией, геохимией и геологией. Более того, при решении принципиальных вопросов такие границы приходится стирать.

Далее, очень существенной чертой геофизики является ее очевидное практическое значение: прогноз стихийных бедствий, поиск полезных ископаемых и т. д., что иногда заслоняет полное содержание предмета. Нам кажется, что и романтика космических исследований оставляет несколько в тени научное значение этого величайшего свершения современности.

Предлагаемая вниманию читателей книга состоит из двух частей. В первой части речь пойдет о внутреннем строении планеты Земля, а во второй рассмотрено строение других планет и Луны. Разделение книги диктуется имеющейся информацией. О Земле известно несравненно больше, чем о Луне и планетах, поэтому представлялось логичным изложить геофизику на примере Земли. Видимо, со временем физика планет будет излагаться как физика твердых планет земной группы и твердых спутников и физика жидких планет-гигантов.

Наряду с изложением основных разделов физики планетных недр автор старался показать историческую канву событий, хотя здесь и могли быть допущены некоторые промахи.

К сожалению, по многим причинам автор не смог рассказать о самих творцах геофизики. О том, что их

склонило завятыся изучением планет, о том, как происходит становление ученого — геофизика, как происходит выбор проблем в тот или иной исторический период, связи с какими науками считаются важными и т. д.

Без этих сведений полное представление о геофизике как науке оказывается обедненным. Чтобы как-то скрасить указанный недостаток, приведем один пример такого рода: автобиографический отрывок из статьи сэра Гарольда Джеффриса.

«Различные стипендии привели меня в колледж Резерфорда, Ньюкасл (школа второй ступени), колледж Армстронга, теперь Ньюкаслский университет. Там я совершенствовался по математике и химии в течение трех лет, физике в течение двух лет и геологии в течение одного года. В моей последующей карьере все это было полезно для меня. Я начал интересоваться изучением природы и астрономией в раннем возрасте. Ньюкасл расположен в провинции, где однодневное путешествие позволяет достичь местности любого геологического периода от силура до юры, и субботние экскурсии обогатили меня обильным полевым опытом...

В колледже Святого Джона, Кембридж, я сосредоточился на математике. Я получил премию Смита и стипендию для продолжения исследований за работы по строению Земли и Луны и движению метеорных тел с применением к кольцам Сатурна и планетезимальной теории. После четырех с половиной лет работы в метеорологическом центре я последовательно был университетским лектором по математике, ридером *) по геофизике и Плюмианским профессором астрономии. Я член колледжа Святого Джона с 1914 года.

Когда я начал исследования, институт степеней Доктора философии в Кембридже еще не был основан, дипломные работы выполнялись под руководством консультантов. Я обычно консультировался у профессора Г. Ф. Ньювалла и профессора А. С. Эддингтона, которые, кроме своей основной работы, знали многое и в других областях науки.

Люди могут удивиться, что геофизик может стать профессором астрономии. В действительности в этом нет ничего удивительного. Когда мне было около шестнадцати, мой интерес привлекла популярная книга о приливах

*) Ридер (Reader) — промежуточная степень между обычным лектором и профессором.

сэра Джорджа Дарвина*), а впоследствии и его работы. Он умер в 1912 году, и я никогда его не встречал. (Эддингтон наследовал ему на кафедре, а я наследовал Эддингтону.) Почти все работы Дарвина были на стыке между астрономией и геофизикой, и я думаю, что около трех четвертей моих работ является продолжением его трудов. Возможно, в результате влияния Дарвина астрономия и геофизика были тесно связаны в Королевском Астрономическом Обществе, которое публиковало некоторые из его работ. Общество начало геофизические дискуссии в 1917 году, основало журнал «The Geophysical Supplement to the Monthly Notices» в 1922 году, журнал «The Geophysical Journal» в 1958 году. По-видимому, я считался подходящим кандидатом на место Плюмианского профессора по этой причине, но возможно также и потому, что я пытался построить теорию происхождения Солнечной системы, и потому, что вопреки бытовавшему в то время мнению я показал, что внешние планеты должны быть очень холодные. Это было немедленно проверено Кобленцом и Мензелом...». Гарольд Джеффрис. История жизни (в статье «Развитие геофизики», 1973 г.).

*) Дарвин Дж. Г. Приливы и родственные им явления в Солнечной системе.— М.: Наука, 1965 (Darwin George Howard. The Tides and Kindred Phenomena in the Solar System.— London, 1898).

ВВЕДЕНИЕ

«...Науки, которые не родились из эксперимента, этой основы всех познаний, бесполезны и полны заблуждений...».

Леонардо да Винчи

Изучение внутреннего строения Земли и планет и их эволюции является одной из центральных задач современной науки. Водная и воздушная оболочки нашей планеты, как и твердая кора, являются вторичными продуктами развития Земли: все они выделились из недр нашей планеты на протяжении геологической истории. Поэтому, чтобы лучше понять, как устроены эти три наружные оболочки Земли, ученые изучают строение земных недр. Весь вопрос, грубо говоря, разбивается на два. Первый, более простой, — это собственно вопрос, как устроены недра Земли в настоящее время; второй, более сложный, — как была устроена Земля раньше и какие изменения она претерпела за время своего существования, продолжительность которого составляет примерно 4,6 миллиарда лет.

Важнейшей чертой геофизики — науки, использующей физические методы для изучения Земли, — является то, что по необходимости большой объем работы приходится на теоретические методы, так как непосредственное проникновение в недра Земли невозможно.

Нельзя, конечно, думать, что геофизика — чисто теоретическая наука. Нет, геофизика как отрасль естествознания основана на экспериментальных геофизических данных, но все эти данные всегда косвенные. Только теоретический анализ геофизических данных позволяет нам судить о тех или иных свойствах земных недр.

Само геофизическое исследование намного сложнее чисто физического исследования. Дело в том, что физик в лаборатории ставит эксперимент так, чтобы ему было удобно изучать ту или иную сторону рассматриваемого явления. Геофизик лишен такой «роскоши». В геофизике большей частью эксперимент ставит сама природа. Так,

сейсмические волны возникают при землетрясениях, а электромагнитные зондирования связаны с электромагнитными бурями в верхней атмосфере. Таким образом, геофизик должен дожидаться события (землетрясения или электромагнитной бури), изучить сигнал, который возникает при рассматриваемом явлении, и изучить результаты прохождения таких сигналов через планету с тем, чтобы, проанализировав их, сделать необходимые выводы. Этими обстоятельствами и объясняется сложность геофизического эксперимента.

Возникает естественный вопрос: а почему бы в геофизике не поставить такой же планомерный эксперимент, как это принято в физике? Действительно, в качестве источника сейсмических волн используем искусственный взрыв, расположим его в районе, где мы хотим провести работу, и разместим регистрирующую аппаратуру наиболее удобным образом. Так, собственно, и поступают в сейсмической разведке полезных ископаемых, особенно в разведке нефти.

Эти же идеи лежали в основе творчества академика Григория Александровича Гамбурцева (1903—1955), который стремился перейти от природного эксперимента к искусственному опыту. Он предложил и развил метод зондирования наружных слоев Земли с помощью сейсмических волн, генерируемых большими зарядами химических взрывчатых веществ (ГСЗ — глубинное сейсмическое зондирование), он также решил просвечивать очаговые зоны землетрясений с помощью искусственных взрывов с тем, чтобы выявить возможное изменение свойств этих зон и на этой основе предсказывать землетрясения. Незадолго до своей кончины Г. А. Гамбурцев предложил Ю. П. Булашевичу (ныне чл.-корр. АН СССР) рассмотреть вопрос о разработке механических источников возбуждения сейсмических волн (виброрейс). Все эти три начинания сейчас получили широкое развитие. По мере роста энергopotенциала нашей цивилизации мы сможем постепенно перейти к глобальному искусственному эксперименту в геофизике. Пока же искусственный эксперимент позволяет изучать только наружную кромку Земли. Энергия, выделяемая при землетрясениях, во много тысяч раз превосходит энергию искусственных взрывов (в том числе и ядерных) и позволяет прозондировать всю Землю в целом.

В этой книге предпринята попытка сравнительно популярно рассказать о различных аспектах комплексного

геофизического поиска. В связи со сложностью геофизического поиска ученые стремятся использовать все возможности, чтобы получить информацию о земных недрах. Геофизическое исследование всегда комплексное, т. е. ведется одновременно различными методами.

В наше время полное представление о геофизике невозможно составить, если рассматривать исследования Земли изолированно от исследования планет. По существу, сейчас становится все более очевидным, что ни один по-настоящему глубокий и принципиальный вопрос, касающийся строения и развития Земли, не может быть решен без привлечения данных о Луне и планетах, метеоритах и астероидах, полученных в последнее время. Поэтому вторая часть книги посвящена строению планет и Луны.

СТРОЕНИЕ ТВЕРДОЙ ЗЕМЛИ

Глава I

СЕЙСМОЛОГИЯ

«Сейсмология сложилась позднее большинства физических наук. Сейчас так же трудно представить сейсмолога без его основного прибора — сейсмографа, как и астронома без телескопа. Между тем телескоп был построен около 1600 г., а первые эффективные сейсмографы — между 1879 и 1890 гг.»

Чарльз Ф. Рихтер,
«Элементарная сейсмология».

1.1. Классическая сейсмическая модель Земли Джеффриса — Гутенберга

Долгое время сейсмология, одним из основателей которой является русский физик и геофизик академик Борис Борисович Голицын (1862—1916), была наукой о землетрясениях и сейсмических волнах. В настоящее время сейсмология занимается измерением и анализом всех движений, которые регистрируются сейсмографами на поверхности твердой Земли. День и ночь около тысячи сейсмических станций, расположенных в различных пунктах земного шара, регистрируют дрожание земной поверхности, обусловленное различными причинами. На Земле имеется заметный сейсмический фон, или шумы, а волны от землетрясений и больших взрывов, которые могут быть использованы в научных целях для исследования строения Земли, записываются на фоне этих шумов. Сейсмический шум связан, с одной стороны, с работой промышленности и транспорта, а с другой стороны, с микросейсмами — сейсмическими волнами, которые генерируются штормами и беспрерывным волнением в океанах.

По сравнению с Землей Луна — идеальный объект для сейсмических исследований. Это обусловлено тем, что на Луне нет атмосферы, океанов и промышленности, а соответственно и сейсмических помех. В связи с этим чувствительность сейсмометров, установленных на Луне, исключительно высока и приближается к своему теоретическому пределу, составляющему несколько десятков ангстрем смещения почвы.

При землетрясении из ограниченной области под поверхностью Земли излучаются упругие колебания — сейсмические волны. Область, из которой излучаются сейсмические волны, называется очагом землетрясения. Очаг расположен под поверхностью Земли, и его размеры равны нескольким километрам. Сейсмические волны — это, по существу, низкочастотные звуковые волны в твердой упругой Земле. Они делятся на объемные и поверхностные. Объемные волны бывают двух типов — продольные и поперечные. Продольные волны — это упругие волны сжатия, а поперечные волны — упругие волны сдвига. Распространение объемных волн в упругой Земле подобно распространению световых лучей в оптических средах.

Продольные и поперечные сейсмические волны, в отличие от поверхностных волн, распространяющихся вдоль земной поверхности, пронизывают весь объем (все тело) нашей планеты. Поэтому они названы объемными волнами. Они в буквальном смысле слова просвечивают нашу планету и, подобно рентгеновскому анализу, позволяют выявить внутреннее строение Земли без непосредственного проникновения в ее недра. Скорость продольных волн в 1,7 раза больше, чем скорость поперечных волн. Соответственно они регистрируются на сейсмограммах раньше и называются первичными, или волнами P , поперечные волны именуются вторичными (волны S)*). Скорости объемных волн выражаются через модули упругости (K — модуль сжатия, μ — модуль сдвига) и плотность ρ среды в данной точке простыми формулами, известными из элементарного курса физики:

$$v_P = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \text{ — продольные волны,} \quad (1)$$

$$v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \text{ — поперечные волны.} \quad (2)$$

*) Обозначения сейсмических волн P и S берут свое начало от английских слов *primary* — первичные и *secondary* — вторичные.

Если бы скорости сейсмических волн P и S в Земле были постоянными и не зависели от глубины, то сейсмические лучи представляли бы собой прямолинейные отрезки. В действительности v_P и v_S систематически возрастают с погружением в недра Земли, исключая небольшую зону на глубинах 50—250 км. Поэтому реальные сейсмические лучи искривлены, т. е. Земля ведет себя по отношению к сейсмическим лучам как преломляющая линза (рис. 1).

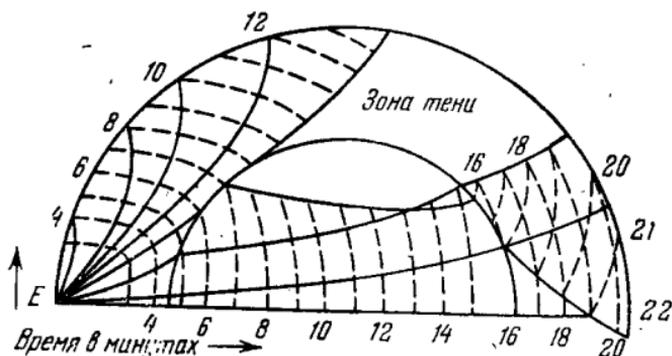


Рис. 1. Пути P -волн, их время распространения в недрах Земли. Сечение Земли показывает пути сейсмических P -волн, излучаемых из очага землетрясения, расположенного непосредственно под эпицентром (точка E). Прерывистые линии (изохроны) указывают время прихода P -волн в различные точки земной поверхности в минутах. P -волны не регистрируются в обширной зоне тени, что обусловлено преломлением этих волн на границе мантия — ядро.

Согласно данным, полученным сейсмологией, Земля разделяется на три основные области: кору, мантию и ядро. Кора отделена от мантии резкой сейсмической границей, на которой свойства скачкообразно изменяются (возрастают скорости v_P и v_S и плотность ρ). Эта граница была открыта в 1909 г. югославским сейсмологом Мохоровичичем, и ее называют границей Мохоровичича или границей M . В связи с этим открытием земная кора получила четкое определение: земной корой называют наружный слой Земли, расположенный выше границы M . Толщина земной коры нерегулярна, она изменяется от ~ 10 км (с учетом толщи воды) в океанических областях до нескольких десятков километров в горных районах континентальных областей. Вклад земной коры в полную массу Земли и ее момент инерции мал, поэтому обычно при рассмотрении Земли в целом земную кору представляют в виде однородного слоя эффективной толщиной ~ 35 км. Ниже коры в интервале глубин 35—2885 км расположена силикатная оболочка, или мантия Земли. Наконец, центральная часть Земли, расположенная в ин-

тервале глубин 2885—6371 км, образует ядро Земли. То, что в Земле должно быть ядро, плотность которого заметно превосходит плотность наружной силикатной оболочки, ученые понимали уже в конце прошлого века. Рассуждали при этом так. Плотность наружных пород коры равна $\sim 2,8 \text{ г/см}^3$ (граниты) и $\sim 3,0 \text{ г/см}^3$ (базальты), а средняя плотность Земли, равная $5,5 \text{ г/см}^3$, намного больше. Следовательно, у Земли должно быть тяжелое ядро. В то же время были известны железные метеориты (плотность железа при нормальных условиях $7,85 \text{ г/см}^3$), что и послужило поводом для выдвижения гипотезы о существовании железного ядра Земли.

Сейсмическая граница на глубине 2885 км между мантией и ядром Земли (и, таким образом, земное ядро) была открыта немецким сейсмологом Гутенбергом в 1914 г. Эта граница не имеет специального названия, хотя с полным основанием ее можно назвать границей Гутенберга, или границей *G*. Граница мантия — ядро является наиболее резкой границей раздела в недрах Земли. Она сильно отражает объемные *P*- и *S*-волны и сильно преломляет *P*-волны. На этой границе скорость *P*-волн скачком падает от значения 13,6 км/с в мантии до значения 8,1 км/с в ядре, скорость поперечных волн соответственно уменьшается от 7,3 км/с до нуля; плотность, наоборот, возрастает от 5,5 до 10 г/см³. Тот факт, что земное ядро не пропускает через себя поперечные волны *S*, скорость которых в нем v_s равна нулю, означает, что модуль сдвига ядра μ также равен нулю. Следовательно, земное ядро является жидким. Этот фундаментальный вывод сейсмологии подтверждается и всеми остальными геофизическими явлениями, имеющими отношение к земному ядру. Данные сейсмологии указывают на то, что мантия и ядро Земли обладают определенной «тонкой» структурой. Эта структура видна на рис. 2, на котором показана сейсмическая модель Земли, т. е. распределение скоростей (*P*- и *S*-волн) с глубиной.

В соответствии с данными сейсмологии земные недра разделяются на восемь характерных областей — зон. Эти зоны обозначаются заглавными буквами латинского алфавита *A*, *B*, *C*, *D* (*D'*, *D''*), *E*, *F*, *G*. Зона *A* (0—33 км) — земная кора; зона *B* (50—350 км) — подкорковая зона, слой пониженных скоростей; зона *C* (350—1000 км) — переходный слой, зона аномально быстрого возрастания скоростей *P*- и *S*-волн; зона *D* разделяется на зону *D'* (1000—2700 км) — зону нормального возрастания скоро-

стей за счет давления вышележащих слоев и зону D'' (2700—2885 км) — узкую граничную зону магии с ядром, которая характеризуется постоянством скоростей P - и S -волн; зона E (2885—4980 км) — жидкое внешнее ядро; зона F (4980—5120 км) — переходная зона ядра;

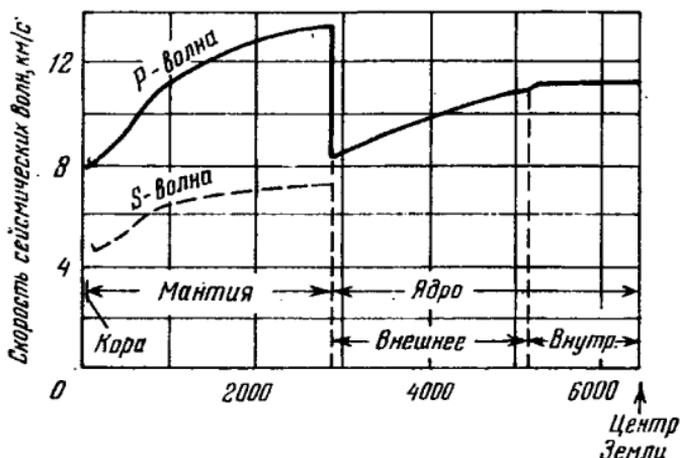


Рис. 2. Скорости волн P и S внутри Земли. Классическая сейсмическая модель Земли Джеффриса — Гутенберга. Построена в конце 30-х годов. Оставалась неизменной до конца 60-х годов.

зона G (5120—6471 км) — твердое внутреннее ядро Земли. В самое последнее время точность сейсмических наблюдений была заметно повышена за счет перехода от наблюдений на изолированных сейсмических станциях к наблюдениям сотен сейсмических станций, расположенных вдоль определенных направлений. В результате появились указания на существование разрывов в распределении скоростей P - и S -волн в мантии Земли. С наибольшей определенностью выявлены две границы: одна в интервале глубин 400—450 км, другая на глубинах 600—700 км. Наконец, в настоящее время получены данные, указывающие на то, что внутреннее ядро Земли находится в твердом состоянии. Более подробно обо всем этом будет сказано в разделе, посвященном современным реальным моделям Земли.

Особенности распределения скоростей сейсмических волн в недрах Земли объясняются следующим образом. При переходе от земной коры (граниты, базальты) к мантии (ультраосновные горные породы) скорости возрастают скачком. В подкоровой зоне расположен слой пониженных скоростей, что связано с близостью температуры недр в этом слое к температурам плавления. В зоне C скорость быстро растет из-за фазовых переходов минера-

лов в более плотные и более жесткие в механическом отношении модификации. Затем следует однородный слой D , где скорости растут лишь за счет сжатия от давления вышележащих слоев. На границе с ядром имеется небольшое плато скоростей, причина появления которого до конца не понята. Падение скорости P -волн при переходе из мантии в ядро связано с тем, что ядро жидкое и состоит из более плотного вещества. Оказалось, что модули сжатия K для мантии и ядра на их границе примерно равны, а плотность мантии $\rho_0(2885) = 5,6 \text{ г/см}^3$ заметно меньше плотности ядра $\rho_{\text{я}}(2885) = 10 \text{ г/см}^3$.

Земное ядро состоит в основном из железа и небольшой примеси легких элементов. Вероятно, оно содержит в виде примеси серу и, может быть, кремний; но вопрос этот все еще остается дискуссионным. Во внешнем ядре возрастание скорости P -волн происходит плавно и обусловлено ростом давления к центру Земли. Определение детального изменения скорости в переходной зоне ядра в классической сейсмологии оставалось нерешенной задачей. Ясно только, что скорость в этой зоне Земли возрастает, а само возрастание обусловлено переходом вещества из расплавленного состояния к твердому, кристаллическому состоянию. Скорость продольных волн во внутреннем ядре почти не меняется, так как давление в этой области Земли возрастает очень слабо.

1.2. Сейсмические волны *)

Объемные продольные P - и поперечные S -волны были открыты теоретически Пуассоном в 1828 г. при создании теории упругости. Пуассон показал, что в упругой изотропной среде могут распространяться два типа сигналов со скоростью v_p и v_s соответственно. Открытие (идентификация на сейсмограммах) P - и S -волн было сделано английским сейсмологом Олдгемом только в 1901 г., причем проблемы, которые приходилось преодолевать в то время, теперь даже трудно себе представить. Мы не говорим о несовершенных сейсмографах той эпохи, но даже такая «очевидная вещь», как возрастание скоростей P - и S -волн с глубиной, явилась для пионеров сейсмологии неожиданностью.

*) Сейсмическим волнам посвящена специальная книга Е. Ф. Саваренского «Сейсмические волны». — М.: Недра, 1972; см. также Булле и К. Е. Введение в теоретическую сейсмологию. — М.: Мир, 1966.

В сейсмологии экспериментально определяют годограф — время пробега сейсмических волн T как функцию эпицентрального расстояния Δ (расстояние в градусах или километрах по дуге большого круга между эпицентром и приемником волн; для Земли 1° соответствует ~ 111 км). Ясно, что функция $T = T(\Delta)$ связана с распределением скорости с глубиной $v(l)$ (l — глубина), и поиск $v(l)$ представляет основной интерес для проблемы внутреннего строения Земли. Примерно через десять лет после идентификации P - и S -волн немецкие сейсмологи Герглотц и Вихерт разработали аналитический метод определения искомых функций $v_p(l)$ и $v_s(l)$ по экспериментальным кривым $T_p(\Delta)$ и $T_s(\Delta)$. Развитие классической сейсмологии связано с трудами многих ученых и нашло свое завершение в конце тридцатых годов в работах Джеффриса и Гутенберга.

При отражении сейсмических волн от поверхности Земли и при отражении и преломлении на резких границах раздела внутри Земли (например, на границе раздела мантия — ядро) продольные волны P порождают поперечные волны S и наоборот (рис. 3). В результате возникает большое разнообразие типов путей сейсмических

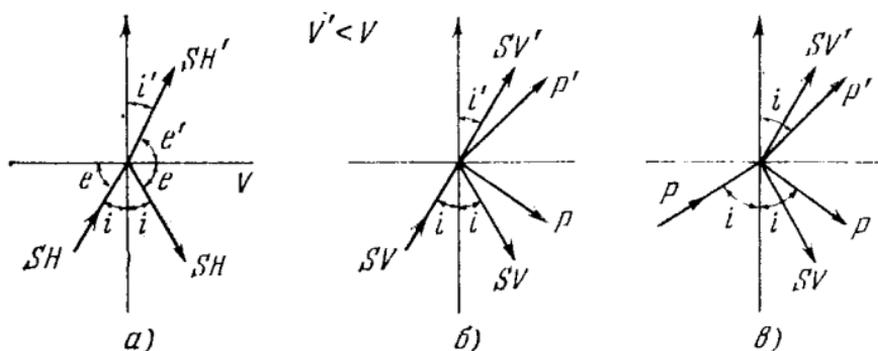


Рис. 3. Схема отражения и преломления сейсмических волн на границах раздела внутри Земли.

волн в недрах Земли. Границы раздела в недрах Земли как бы анализируют сейсмические импульсы, которые их пересекают или от них отражаются. Так, импульс поперечной волны на границе разделяется на поперечные волны двух типов. В поперечной волне типа SH вектор смещения лежит в плоскости границы раздела. Особенностью SH -волн является то, что они не интерферируют с продольными P -волнами и поперечными SV -волнами, вектор смещения которых лежит в плоскости луча (пло-

скость, содержащая луч и перпендикулярная к границе). В результате при прохождении границы SH -волна дает преломленную и отраженную волны только типа SH (рис. 3, *a*), а падение SV - (рис. 3, *b*) и P -волн (рис. 3, *в*) в общем случае дает четыре волны: отраженные и преломленные SV - и P -волны каждая. Так появляются так называемые обменные волны. Для каждого типа волн при прохождении границы отношение синуса угла падения i к скорости v остается постоянным ($\frac{\sin i}{v} = \text{const}$). Отсюда получается, что угол падения равен углу отражения и отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно отношению скоростей волн по обе стороны границы. Угол $e = \frac{\pi}{2} - i$ называется углом выхода.

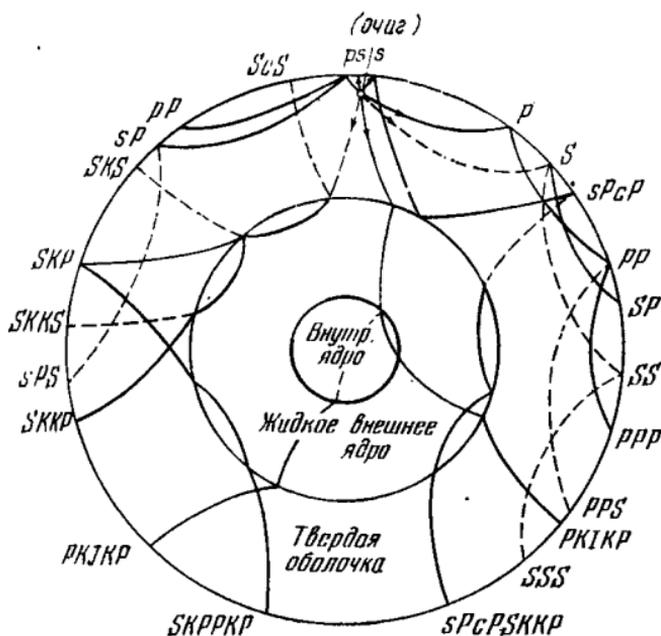


Рис. 4. Обозначения лучей (фаз) в недрах Земли.

На сейсмограмме обычно регистрируется ряд фаз, каждая из которых связана с распространением волн по определенному типу пути. Стандартные обозначения различных типов лучей (и соответственно фаз на сейсмограммах) показаны на рис. 4. Так, продольная волна, испущенная из очага в сторону от земной поверхности, обозначается буквой P , а к земной p . После первого отражения от земной поверхности она может остаться продольной волной (обозначается PP) или перейти в поперечную.

речную волну, (обозначается PS). Аналогичный смысл имеют волны S , SS и SP и т. д. Символ s употребляется для указания на отражение волны от границы земного ядра. Так получаются фазы PcP , ScS , ScP и др. Буква K используется для обозначения отрезка пути волны (P -типа) во внешнем жидком ядре. Так, фаза PKS соответствует волне, которая стартовала как P -волна, прошла

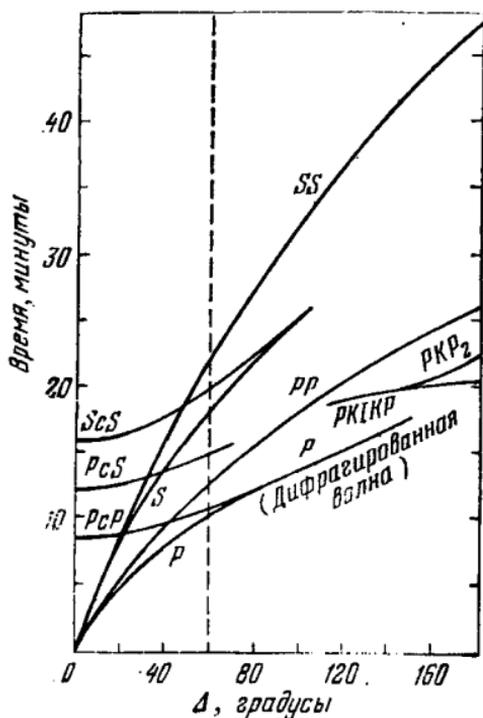


Рис. 5. Времена пробега как функции эпицентрального расстояния (годографы) для очага землетрясения, расположенного на земной поверхности.

показанные на рис. 5? Пусть сейсмограф расположен на эпицентральном расстоянии $\Delta = 60^\circ$. Первой он зарегистрирует прямую P -волну, затем волну PcP (P -волна, отраженная от земного ядра), далее на сейсмограмме появится волна PP (продольная волна, один раз отразившаяся от поверхности Земли), за волной PP будет записана первая поперечная волна PcS (обменная волна, возникающая при отражении прямой P -волны от ядра Земли), наконец приходит прямая S -волна. Так как скорости P - и S -волн связаны приближенным соотношением $v_P = 1,7v_S$, то время пробега S -волн T_S легко оценить по T_P , именно $T_S \approx 1,7T_P$. Затем последовательно вступают попе-

во внешнее земное ядро снова как P -волна, а затем преломилась из ядра в магниту, перейдя при этом в волну S -типа и, уже не изменяясь, вышла на земную поверхность.

Буквой i обозначают отражение волны вверх от границы внутреннего ядра, а буквы I и J обозначают участки пути волн P и S в твердом внутреннем ядре Земли. Так возникают фазы $PKiKP$, $PKiKP$, $PKJKP$. Годографы Джеффриса для некоторых фаз показаны на рис. 5.

На сейсмограммах выявлены сотни различных фаз, которые используются при современных построениях моделей Земли. О чем говорят годографы ряда простейших фаз,

речные волны ScS и SS , отраженные от ядра и поверхности Земли. На эпицентральных расстояниях $\Delta > 80^\circ$ прямые и отраженные волны P и PcP (S и ScS) становятся близкими и постепенно накладываются одна на другую. На эпицентральных расстояниях $\Delta \geq 103^\circ$ пропадают прямые S - и P -волны. Это зона «тени» от земного ядра. Для продольных P -волн зона тени и механизм ее образования хорошо видны на рис. 1. Правда, в зоне тени наблюдается слабая дифрагированная вдоль границы земного ядра P -волна. Это «незаконная» волна, так как само явление дифракции связано с нарушением законов геометрической оптики, когда при отгибании препятствий сейсмические волны перестают распространяться вдоль лучей и проявляется волновая природа сейсмических колебаний. Зона тени для прямых P -волн протягивается до $\Delta \approx 142^\circ$, когда впервые появляются волны PKP_2 , прошедшие через внешнее жидкое ядро. Наконец, последний годограф, показанный на рис. 5,— это фаза $PKIKP$ — продольная волна, появляющаяся в зоне тени P -волн на эпицентральной дистанции $\Delta \approx 110^\circ$. Эта фаза обязана своим существованием твердому внутреннему ядру, сильные преломляющие свойства которого и «завернули» луч $PKIKP$ в зону тени. Обнаружение этой «неожиданной» фазы на сейсмограммах в зоне тени привело в 1936 г. датского сейсмолога мисс Леман к открытию внутреннего ядра Земли.

До сих пор мы все свое внимание сосредоточили на объемных сейсмических волнах, а о поверхностных волнах только упомянули. Поверхностные волны широко используются для исследования наружных слоев Земли (коры, верхней мантии). Поверхностные волны, так же как и объемные, бывают двух типов: они получили название волн Рэлея и волн Лява. Эти волны были теоретически изучены Рэлеем в 1885 г. и Лявом в 1911 г. На сейсмограммах все сейсмические волны были обнаружены в самом конце прошлого века, причем записи поверхностных сейсмических волн Лява оставались непонятными до опубликования теоретической работы Лява в 1911 г. В рэлеевской волне смещение частиц почвы лежит в вертикальной плоскости, а сами частицы описывают эллипс, двигаясь против часовой стрелки. Движение частиц в волне происходит так, что они как бы накатываются на источник волны (рис. 6). В отличие от волн Рэлея, в волнах Лява смещение частиц происходит в горизонтальной плоскости перпендикулярно к направлению распростра-

нения волн. В поверхностных волнах величина смещения максимальна на поверхности и быстро (экспоненциально) убывает с ростом глубины. В связи с этим с помощью поверхностных волн можно эффективно изучать (зондировать) Землю до глубин, равных примерно одной трети

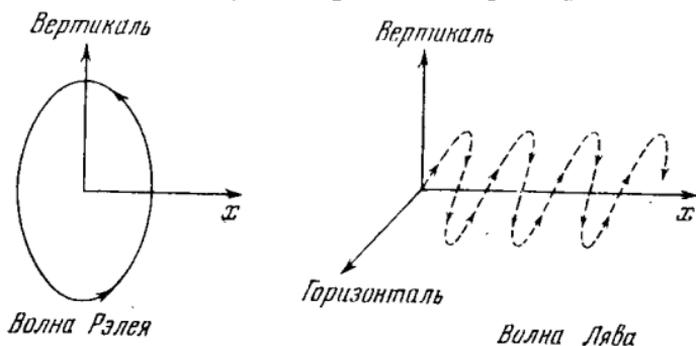


Рис. 6. Смещения в поверхностных волнах Рэлея и Лява, x — направление распространения волн.

их длины волны. Длины поверхностных волн, возбуждаемых при землетрясениях, лежат в интервале от десятков до многих сотен километров. Поэтому методом поверхностных волн можно исследовать паружные слои Земли толщиной в сотни километров. Поверхностные волны от особо сильных землетрясений столь интенсивны, что они по несколько раз обегают вокруг земного шара. Такие интенсивные волны позволяют получать много информации о недрах планеты по измерениям на небольшом числе приборов. Следовательно, они очень удобны при сейсмических зондированиях на Луне и планетах. С помощью поверхностных волн получено много интересных результатов. Они позволили довольно детально изучить расположение слоя пониженных скоростей в верхней мантии Земли, строение земной коры континентального и океанического типов и ряд других региональных деталей наружных слоев Земли.

Наряду с объемными волнами при построении современных моделей Земли используются поверхностные волны и наблюдаемые значения периодов собственных колебаний Земли (см. гл. 3). Если скорости объемных волн практически не зависят от частоты $\omega = \frac{2\pi}{T}$ (T — период), то скорости поверхностных волн, которые распространяются вдоль земной поверхности, обнаруживают заметную дисперсию. Это свойство поверхностных волн и используют для изучения строения паружных слоев Земли. Поверхностные волны характеризуются двумя типами

скоростей: фазовыми C и групповыми U , каждую из которых можно измерить экспериментально. Фазовая скорость определяется как скорость распространения монохроматической гармоника поверхностной волны. При землетрясениях и взрывах большей частью возникают не монохроматические волны, а импульсы, представляющие собой группы волн — волновые пакеты. Скорость переноса энергии таким волновым пакетом и называется групповой скоростью. При отсутствии дисперсии фазовая скорость не отличается от групповой, обе скорости просто равны. Зависимости фазовых $C_j(T)$ и групповых $U_j(T)$ скоростей от периода поверхностной волны T называют дисперсионными кривыми. Индекс j указывает номер ветви (или, как часто говорят, моды) функций $C_j(T)$ и $U_j(T)$ поверхностной волны ($j=1$ — первая, или основная, мода, $j=2$ — вторая мода и т. д.). В поверхностных волнах, принадлежащих к первой моде, смещение как функция глубины не имеет узлов, для второй моды смещение как функция глубины имеет один узел (т. е. обращается в нуль и далее с ростом глубины меняет знак) и т. д. Изучение наружных слоев Земли основано на

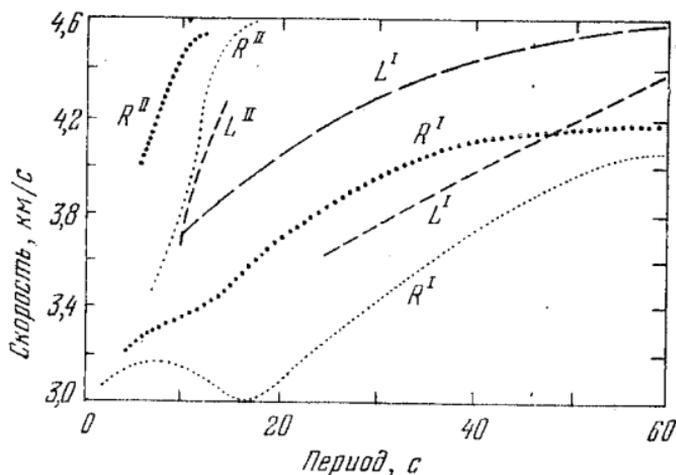


Рис. 7: Дисперсионные кривые для континентального региона (Канадский щит). Мелкими точками и штрихами обозначены групповые скорости волн Рэля и Лява, крупными точками и штрихами — соответствующие фазовые скорости. R^I, L^I относятся к первой моде волн Рэля и Лява, R^{II}, L^{II} — ко второй моде волн Рэля и Лява и т. д. Мощность коры до границы M — 35 км.

сравнении рассчитанных теоретически дисперсионных кривых для некоторых пробных моделей изучаемого региона Земли с полученными из наблюдений кривыми $C_j(T)$ и $U_j(T)$. В качестве примера на рис. 7 показаны дисперсионные кривые для континентального региона

(Канадский штат). Мы видим, сколь сильна дисперсия скоростей волн Лява и Рэлея, и это как раз и делает метод поверхностных волн мощным средством изучения наружных слоев Земли.

Сейсмология является важнейшим разделом геофизики. В сейсмологии все результаты получаются путем анализа записей сейсмических волн — сейсмограмм (рис. 8). Интересно дать ответ на следующий вопрос: почему запись сигнала на земной сейсмограмме (рис. 8, а) имеет

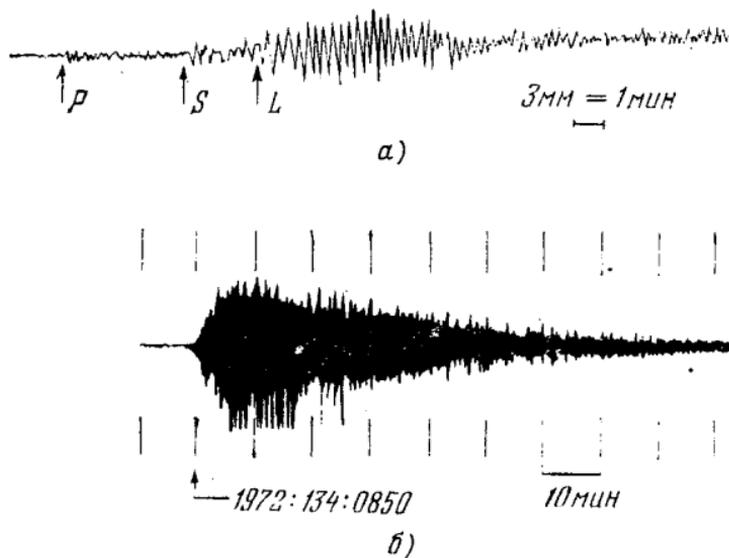


Рис. 8. Земная (а) и лунная (б) сейсмограммы. а) Земная сейсмограмма, записанная на эпицентральной дистанции $\Delta=34^\circ$ (3740 км), стрелками показаны вступления прямых P- и S-волн и начало записи поверхностных волн (L), после которых записываются рассеянные волны (кода); соответствующие времена пробега равны: $T_P=6$ мин 40 с, $T_S \approx 12$ мин, $T_L \approx 15$ мин. б) Лунная сейсмограмма. Запись метеоритного удара 13 мая 1972 г. на одной из компонент длиннопериодного сейсмометра с максимумом чувствительности около 0,45 Гц; показана часть записи длиной чуть больше полутора часов.

протяженность порядка минут и десятка минут, а на лунной сейсмограмме (рис. 8, б) — несколько часов; хотя само событие — землетрясение, взрыв, удар отработанной ступени ракеты-носителя о лунную поверхность — длится всего секунды или даже доли секунды? Интересно, что длина записи на лунной сейсмограмме вначале была встречена как сенсация. Сейчас этот вопрос прояснился, и параллельно большая ясность достигнута в понимании земных сейсмограмм, хотя выяснение каждого вопроса шло своим путем.

Если ударить в колокол, то все пространство вокруг наполнится звуком. По существу то же самое происхо-

дит и в Земле после землетрясения или искусственного взрыва; недра Земли заполняются «земным звуком» — сейсмическими волнами. Однако эта аналогия является не полной. После удара колокола звук от него расходится в виде продольных сферических волн, так как в воздухе (так же как и в жидкости) поперечные волны звуковых частот не существуют. Волна от колокола уходит в «бесконечность», и этим, собственно, дело и кончается. В случае возбуждения сейсмических волн ситуация более сложная. Прежде всего внешняя половина Земли твердая, и в ней при «ударе» возбуждаются как продольные, так и поперечные волны, причем скорости распространения этих волн различны. На границах раздела внутри Земли объемные сейсмические волны испытывают преломление и отражение, порождая обменные волны. В результате число различных типов сейсмических лучей быстро растет. В дополнение к объемным сейсмическим волнам возбуждаются различные типы поверхностных волн, которые распространяются по различным поверхностным трассам, и из-за сильной дисперсии скоростей волновой пакет поверхностных волн со временем расплывается. Далее, хотя Земля и велика, но для сейсмических лучей она является конечным, а не «бесконечным» телом. Сейсмические волны из-за преобразования небольшой доли их энергии в тепло постепенно затухают. О затухании сейсмических волн будет сказано ниже, а пока что отвлечемся от этого эффекта. Тогда конечность Земли проявится в том, что сейсмические волны будут распространяться от одной «точки» внешней поверхности к другой, так что недра Земли заполнятся «сейсмическим звуком». Нарисованная нами в общих чертах картина распространения сейсмических волн все еще заметно упрощена, так как мы не учитываем рассеивающих свойств земных недр. Земля не прозрачна, как стеклышко! Некоторые ее зоны являются сейсмически мутной средой. В результате реальное строение Земли и конечность ее размеров приводят к тому, что сейсмический сигнал, время возбуждения которого порядка секунды, регистрируется на сейсмограммах в течение минут и десятков минут. Эти эффекты с особой силой проявились на лунных сейсмограммах (см. рис. 8, б). Причины этого следующие. Во-первых, Луна в четыре раза меньше Земли. Во-вторых, коэффициент поглощения сейсмических волн в недрах Луны на порядок меньше, чем в недрах Земли. Наконец, наружный 25-километровый слой Луны сильно неоднороден, хорошо рассеивает

сейсмические волны, что, по существу, удлиняет пути сейсмических лучей. Из-за всего этого наружный слой Луны долго «держит» сейсмическую энергию, а это затягивает сейсмическую запись.

Раньше сейсмограмма, записанная при сильных землетрясениях на удаленных станциях, $\Delta > 20^\circ$ (в телесеismicкой зоне), делилась как бы на две части. Первая часть начиналась со вступления прямых P -волн и кончалась записью поверхностных волн (эти волны на записи имеют большие амплитуды), а вторая часть сейсмограммы, ее хвост, не использовалась для интерпретации, и для ее обозначения применялся термин «кода». Теперь более правильно интерпретировать сейсмограмму, разделяя на ней систематически записи регулярных и нерегулярных (рассеянных) волн. Термин «кода» разумно отнести к рассеянным волнам, связанным с конкретной фазой. Поэтому можно сказать так: вначале записывается импульс прямой P -волны, затем записываются рассеянные волны фазы P — ее кода, далее вступает следующая фаза, которая записывается на затухающем хвосте коды P -фазы, вторая фаза сопровождается своей кодой и т. д.

Правильная интерпретация рассеянных волн по сейсмограммам, осуществленная в последние годы, явилась крупным достижением. По этой интерпретации у кровли мантии на границе с корой и у ее подошвы на границе с ядром расположены зоны повышенной горизонтальной неоднородности. Мощность этих слоев еще недостаточно хорошо определена и может достигать примерно 200 км. Горизонтальные отклонения скорости от среднего значения порядка одного процента. Эти зоны, если считать сверху вниз, можно назвать первой и второй рассеивающими зонами мантии Земли. Сами определения пока носят весьма качественный характер, так как обе зоны соседствуют с двумя важнейшими разделами в недрах Земли: границей M и границей G , причем как обе границы, так и кора и кромка ядра могут обладать повышенными рассеивающими свойствами (из-за горизонтальной неоднородности) и этим маскировать действия первой и второй рассеивающих зон Земли. Тем не менее сейчас можно считать установленным, что рассеивающие свойства указанных зон могут формировать ложные регулярные фазы на сейсмограммах (так называемые фазы-предвестники), для интерпретации которых ранее приходилось вводить дополнительные границы раздела в верхней мантии и сильно усложнять распределение скоростей

P-волн в переходной зоне между жидким внешним и твердым внутренним ядром (зоны *F*). Таким образом, правильная интерпретация рассеянных импульсов позволила устранить ложные границы раздела в верхней мантии в зоне *B* и отказаться от большого числа вариантов сложных скоростных разрезов для зоны *F*. Сейчас распределение скоростей продольных волн в зоне *F* (см. рис. 2) оказалось весьма простым и плавно соединяет значения скорости *P*-волн внешнего ядра со значениями скорости *P*-волн внутреннего ядра.

Существуют четыре причины, ослабляющие амплитуду сейсмического сигнала при его распространении в недрах Земли.

Во-первых, волна теряет энергию при прохождении границы раздела, дробясь на несколько волн.

Вторая причина ослабления волны носит чисто геометрический характер и называется геометрическим расхождением. Этот эффект легко понять. Окружим источник концентрическими сферами. Поток сейсмической энергии, протекающий через поверхность каждой сферы, одинаков, а площадь поверхности сферы растет как квадрат радиуса; следовательно, энергия убывает обратно пропорционально квадрату расстояния до источника. Так как энергия волны пропорциональна квадрату ее амплитуды, то амплитуды объемных сейсмических волн убывают обратно пропорционально первой степени расстояния до источника. Уменьшение энергии поверхностных сейсмических волн из-за геометрического расхождения обратно пропорционально первой степени расстояния от источника; соответственно амплитуда поверхностной волны спадает обратно пропорционально корню квадратному из расстояния до источника. Опять-таки этот результат получается из-за цилиндрической симметрии поверхностных волн, и если источник окружить коаксиальными цилиндрами, то сразу получим искомые зависимости. Из-за эффекта геометрического расхождения на больших эллиптических расстояниях интенсивность поверхностных волн становится больше, чем объемных, что хорошо видно на сейсмограмме (см. рис. 8, а).

Следующими двумя причинами, ослабляющими сейсмические волны, являются эффект рассеяния из-за «мутности» среды, о котором мы говорили выше, и эффект преобразования упругой энергии волн в тепло из-за неидеальной упругости земных недр. Оба эти эффекта действуют совместно, и их трудно разделить эксперименталь-

но. Запишем смещение в какой-либо волне в виде монохроматической затухающей гармоникой

$$A(r, t) = A_0 r^n e^{-(\alpha_p + \alpha_d)r} \cos 2\pi f \left(t - \frac{r}{C} \right),$$

где r — расстояние от источника, t — время, $n = -1$ для объемной волны, $n = -1/2$ для поверхностной волны, f — частота, C — фазовая скорость, A_0 — амплитуда волны в источнике, α_p — коэффициент рассеяния, α_d — коэффициент поглощения из-за неупругой диссипации, $\alpha = \alpha_p + \alpha_d$ — коэффициент затухания гармонической бегущей волны. Величина α_p может быть сложной функцией частоты.

В большей части земных недр $\alpha_d \gg \alpha_p$. Однако в зонах Земли с повышенными рассеивающими свойствами величина α_p может быть достаточно большой, и из-за того, что экспериментально определяют сумму $(\alpha_d + \alpha_p)$, она может маскировать определение α_d с помощью сейсмических волн. Коэффициент α_d простым соотношением связан с механической добротностью среды

$$\alpha_{d(k)} = \frac{\pi \cdot f}{v_{(k)} Q_{(k)}}, \quad k = P \text{ или } S, \quad \frac{Q_P}{Q_S} \approx 2.3, \quad (3)$$

где индексы P и S относятся к объемным P - и S -волнам. Механическая добротность Q связана простой формулой с долей упругой энергии $\Delta E/E$, переходящей в тепло за колебательный цикл:

$$\frac{2\pi}{Q} = \frac{\Delta E}{E}, \quad (4)$$

поэтому величину Q^{-1} часто называют диссипативной функцией. Распределение механической добротности в недрах Земли удалось оценить по затуханию собственных колебаний Земли (см. гл. 3). Величину Q можно измерять также в лабораторных условиях на образцах горных пород и минералах. Как лабораторный эксперимент, так и геофизический опыт показывают, что в первом приближении можно считать величину Q не зависящей от частоты. Отсюда сразу вытекают важные для сейсмологии выводы. Пусть $\alpha_d \gg \alpha_p$. Выразим коэффициент затухания α через механическую добротность: $\alpha_S \approx \alpha_{dS} = \frac{\pi f}{v_S Q_S}$; ана-

логичную формулу получим для продольных волн P . Мы видим, что затухание сейсмических волн очень сильно (экспоненциально) зависит от частоты. Из-за этого в

Земле короткие волны затухают значительно быстрее, чем длинные. Далее, так как $v_p Q_p \approx 1,7 \cdot 2,3 \cdot v_s Q_s \approx 3,9 v_s Q_s$, то продольные волны в Земле затухают слабее, чем поперечные. В коре и мантии Земли величина Q_s варьирует в широких пределах $100 \leq Q_s \leq 1000$, а для ядра Земли $Q_p \gg 1000$. Оценим средний коэффициент затухания объемных сейсмических волн в мантии Земли. Для этого воспользуемся формулой (3), в которой положим

$$\bar{v}_s \sim 6 \text{ км/с}, \quad \bar{Q}_s \sim 5 \cdot 10^2.$$

Тогда

$$\bar{\alpha}_{ds} \sim 1 \cdot 10^{-3} T^{-1}, \quad \bar{\alpha}_{dp} \sim 2,5 \cdot 10^{-4} T^{-1},$$

где размерность T — секунды, а α — км^{-1} .

Периоды объемных сейсмических волн лежат в диапазоне $T \sim (0,1 \div 10)$ с. Следовательно, из-за диссипации уменьшение амплитуды поперечной волны в e раз с периодом ~ 1 с происходит на пути в 1000 км, а такое же затухание продольной волны с тем же периодом происходит на пути в ~ 4000 км.

1.3. Сейсмичность Земли

Землетрясения возникают как следствие тектонической жизни Земли. Их изучение весьма важно для физики Земли и представляет собой одну из основных задач сейсмологии. Исследование землетрясений связывает геофизику с геологией, способствуя подведению количественной базы для суждения о деформациях земной коры.

Классический труд Б. Гутенберга и Ч. Рихтера «Сейсмичность Земли» (первое издание вышло в США в 1941 г., русский перевод — М.: ИЛ, 1948 г.) явился фундаментальной сводкой, в которой было подытожено распределение землетрясений по энергиям, их связь с региональными особенностями земной поверхности и их географическое распределение. С тех пор все эти особенности обозначают одним словом «сейсмичность».

Впервые сейсмическую энергию землетрясений по порядку величины по данным одной сейсмической станции рассчитал в 1915 г. Б. Б. Голицын. При этом было сделано предположение, что сейсмические волны из очага излучаются симметрично по всем направлениям.

Однако прошло еще 20 лет, прежде чем Чарльз Рихтер в 1935 г. ввел понятие магнитуды землетрясения — ключевого понятия для обсуждаемой нами темы. Вот как

сам автор в своей книге «Элементарная сейсмология» описывает ситуацию, в которой был сделан этот шаг:

«Идея создания шкалы величин, или магнитуд, землетрясений, основанной исключительно на инструментальных записях, естественным образом возникла из опыта работников сейсмических станций. Каждый, кто длительное время работал на сейсмической станции, не мог не заметить того огромного несоответствия, которое иногда существует между степенью беспокойства или страхом людей, вызываемым землетрясением, и истинным характером землетрясения, о котором можно объективно судить по сейсмограммам. Слабый толчок, оцутимый в центре Лос-Анджелеса, может привести к непрерывным телефонным звонкам на сейсмической станции Пасадена на протяжении полусуток, в то время как сильное землетрясение в отдаленных частях океана иногда проходит незамеченным, исключая записи сейсмографов, и в результате о нем появляются одна или две строчки в конце газетной страницы...

Было очень трудно убедить некоторых лиц в южной Калифорнии, что разрушительное землетрясение Лонг-Бич 1933 г. было второстепенным событием по сравнению с калифорнийским землетрясением в 1906 г.*). Подобное недопонимание стало опасным, когда было публично заявлено, что в южной Калифорнии уже произошло катастрофическое землетрясение в 1933 г. и что в течение многих лет не следует ожидать сильных толчков, так что поэтому якобы можно ослабить меры предосторожности».

Таким образом, необходимо было решить двоякую задачу. С одной стороны, для научных целей нужно было разработать сравнительно простой и объективный способ оценки энергии землетрясения. С другой стороны, для чисто практических целей было необходимо объективно и количественно охарактеризовать сейсмический режим того или иного региона, чтобы с большей надежностью прогнозировать сейсмическую опасность. Здесь же видно, что необходимо делать различие между разрушительным действием землетрясения, характеризующимся его балльностью, и реальной величиной энергии землетрясения, характеризующейся магнитудой [см. формулы (5) и (6)].

*) Магнитуда землетрясения Лонг-Бич (11 марта 1933 г.) была равна $M_s = 6,25$, а Калифорнийского (18 апреля 1906 г.) $M_s = 8,3$, и согласно формуле (6) их энергии отличаются в тысячу раз.

В настоящее время используется двенадцатибалльная шкала интенсивности. Вообще говоря, существует качественная связь между шкалой магнитуд и шкалой балльности (или интенсивности воздействия сейсмических волн на сооружения). Практическое значение установления балльности данной местности (сейсмическое районирование) исключительно велико, так как это определяет стоимость строительства. Эти вопросы рассматриваются в специальных руководствах.

В настоящее время магнитуду землетрясения M_s определяют по формуле

$$M_s = \lg \frac{a}{T} + f(\Delta, h) + C, \quad (5)$$

где a — амплитуда смещения почвы в микронах в поверхностных волнах с периодом T ($T \sim 20$ с), Δ — эпицентральное расстояние, h — глубина очага землетрясения. Эмпирическая функция $f(\Delta, h)$ позволяет приводить все наблюдения к стандартному эпицентральному расстоянию $\Delta = 100$ км, а C представляет собой стационарную поправку, с помощью которой наблюдения приводят к некоторому «стандартному» грунту. Логарифмическая шкала позволяет охватить огромный интервал магнитуд землетрясений одной формулой. Сильнейшие землетрясения характеризуются магнитудами больше восьми по шкале Рихтера. Так, катастрофическое чилийское землетрясение 22 мая 1960 г. имело магнитуду $M_s = 8,3$. Это землетрясение вошло в историю геофизики еще и потому, что после него впервые был зарегистрирован весь спектр собственных колебаний Земли. Магнитуды слабых толчков, которые все еще регистрируются, доходят до -3 .

Из предыдущего параграфа мы знаем, что смещение в поверхностных волнах быстро (по экспоненциальному закону) убывает с глубиной. С другой стороны, из теории колебаний и волн известно, что трудно (или невозможно) возбудить колебание (волну), если источник возбуждения расположен в зоне малых смещений (в зоне узла колебаний). Интуитивно понятно, что нельзя раскачать волну, «шевелия» ее узел. Из-за этого глубокие землетрясения не возбуждают поверхностные волны*). Это обстоятельство

*) По глубине землетрясения классифицируются на неглубокие (литосферные), $h < 70$ км, промежуточные (астеносферные), $h \sim (70 \div 300)$ км, и глубокие, $h > 300$ км. Глубже 720 км землетрясения не наблюдались. Глубокофокусные землетрясения были открыты в 1922 г. английским сейсмологом Тернером.

заставило Гутенберга ввести определение магнитуды по объемным волнам. Магнитуда по объемным волнам обозначается m и определяется по формуле, аналогичной (5), где период $T = 1$ с. Между обеими магнитудами существует линейная связь. Так, для шкалы Гутенберга — Рихтера $m = 2,5 + 0,63M_s$.

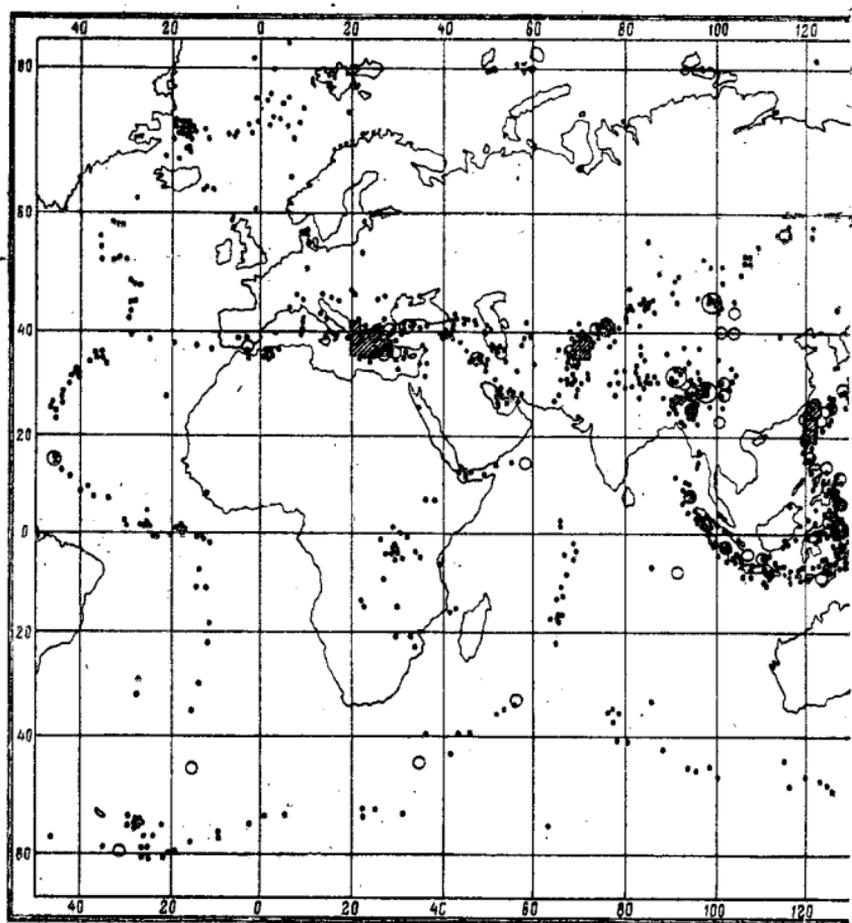
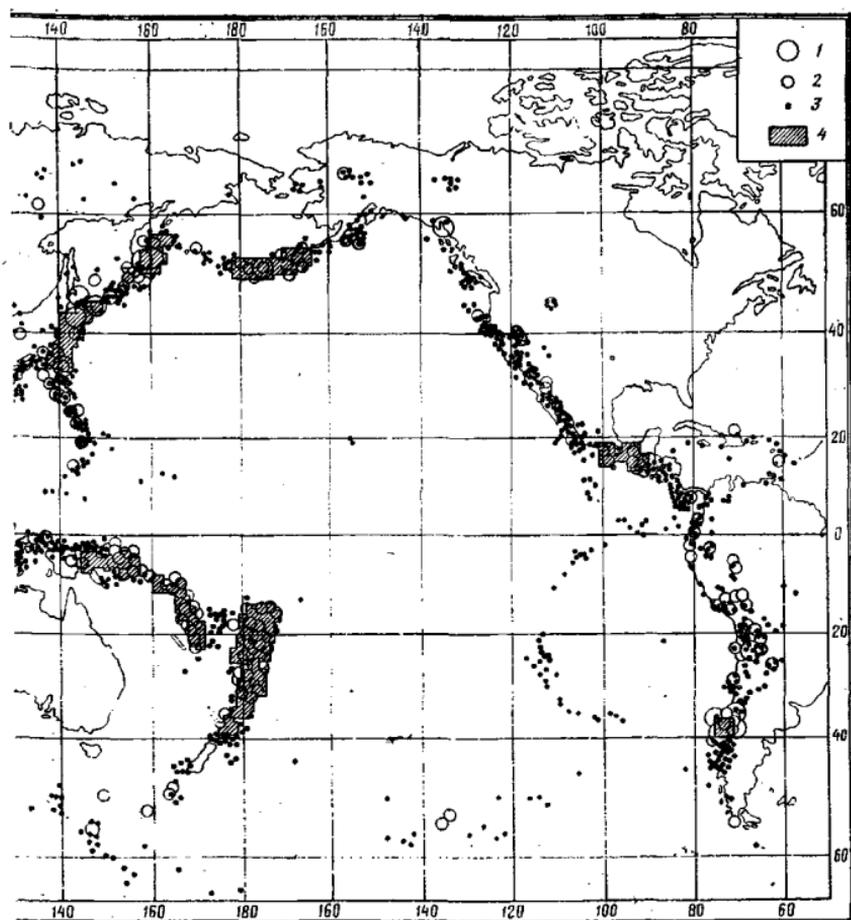


Рис. 9. Карта эпицентров землетрясений с 1950 по 1960 г. с $M_s \geq 5$. 1 — сений 1950—1960 гг. с $5 < M_s < 7$ на

Легко видеть, что должна существовать связь между сейсмической энергией (энергией, переходящей в сейсмические волны) и магнитудой. Действительно, потенциальная энергия колебания или волны пропорциональна квадрату амплитуды смещения (т. е. $E_s \sim a^2$), а кинетическая энергия пропорциональна квадрату амплитуды скорости (т. е. $E_s \sim \frac{a^2}{T^2}$). Для малых колебаний (а реальные сей-

смические колебания, с позиций теории упругости, всегда малые) средняя кинетическая энергия равна средней потенциальной энергии. Вообще говоря, магнитуда M_s в (5) определена не по средней амплитуде спектра поверхностных волн, а лишь для некоторого выборочного периода $T \sim 20$ с (длинные волны), а магнитуда m — по



$M_s \geq 8$; 2 — $7 \leq M_s < 8$; 3 — $5 \leq M_s < 7$; 4 — районы, где число землетрясений на площади $2 \times 2^\circ$ было больше трех.

выборочному периоду ($T \sim 1$ с) объемных волн (короткие волны). Если бы сейсмическое излучение очага землетрясения состояло из монохроматической поверхностной волны с периодом $T \sim 20$ с, то между логарифмом сейсмической энергии и магнитудой M_s существовало бы линейное соотношение $\lg E_s = A + BM_s$ с $B \approx 2$. Из-за того, что спектр излучения очага более сложен, и из-за других причин определенный на практике коэффициент B

равен 1,5. Таким образом,

$$\lg E_s = 11,8 + 1,5M_s, \quad (6)$$

где коэффициенты подобраны так, что E_s определяется в эргах. Согласно этой формуле сейсмическая энергия, освобождаемая при землетрясениях с $M_s = 8,3$, о которых мы говорили, равна $\sim 10^{24}$ эрг.

Гутенберг и Рихтер определили эмпирические соотношения для частоты повторяемости землетрясений различных магнитуд. Пусть N обозначает среднее число толчков в год, значения магнитуд которых лежат в интервале между M_s и $M_s + 0,1$. Тогда данные для всего земного шара в целом хорошо передаются зависимостями

$$\left. \begin{aligned} \lg N &= 8,2 - 1,1M_s, & M_s > 7,3, \\ \lg N &= 4,6 - 0,6M_s, & 5,8 < M_s < 7,3. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Согласно приведенным формулам число землетрясений экспоненциально быстро возрастает с уменьшением магнитуды. Величина полной сейсмической энергии, выделяющейся в год, равна $\sim 10^{25}$ эрг, что составляет примерно 10^{-3} от теплового потока из недр Земли. Четыре пятых этой величины составляет энергия от толчков с $M_s \geq 7,9$, т. е. с $E_s \geq 10^{23}$ эрг. На рис. 9 показана карта эпицентров землетрясений с 1950 по 1960 г. с $M_s > 5$. Обращаем внимание на приуроченность большинства землетрясений к узким сейсмическим поясам. Географическое распределение землетрясений явилось одним из оснований для разделения наружного жесткого слоя Земли на небольшое число литосферных плит и создания новой глобальной тектоники.

Гутенберг и Рихтер по сейсмичности выделили следующие важнейшие зоны земной поверхности.

1. Тихоокеанский кольцевой пояс со многими ответвлениями.
2. Альпийский пояс Европы; его можно рассматривать как одно из главных ответвлений Тихоокеанского пояса.
3. Памиро-Байкальская зона центральной Азии.
4. Атлантическо-Арктический пояс.
5. Пояс центральной части Индийского океана с ответвлениями.
6. Зоны разломов; ярким примером являются большие рифты *) Восточной Африки.

*) Рифт — линейно вытянутая на несколько сот километров (нередко свыше 1000 км) щелевидная или ровообразная структу-

7. Большая треугольная активная площадь в восточной Азии, заключенная между Альпийским поясом и Намиро-Байкальской зоной.

8. Второстепенные сейсмические районы, обычно в областях древней складчатости.

9. Центральная впадина северной части Тихого океана. Она почти асейсмична, за исключением Гавайских островов.

10. Стабильные центральные щиты континентов, также почти асейсмичные.

Очаги землетрясений в некотором смысле являются «датчиками» напряжений, существующих в паружной сейсмоактивной оболочке Земли. Действительно, изучая распределение первых вступлений сейсмических волн данного землетрясения на поверхности Земли, можно определить направления главного растягивающего и сжимающего напряжений в его очаге.

Изложению этих вопросов посвящен следующий параграф.

1.4. Механизм очагов землетрясений. Классические представления

Часто строение Земли сравнивают со строением яйца, сваренного всмятку. Скорлупа — это жесткая земная кора, правильнее — жесткий наружный слой Земли мощностью около 70 км — ее литосфера. Силикатной мантии Земли соответствует белковая оболочка яйца, а жидкий желток — ядро Земли. В этом образном сравнении имеется одно упущение. Сваренное яйцо статично, а недра Земли находятся в состоянии движения. Течения в ядре Земли создают геомагнитное поле, а медленное течение вещества в подстилающем литосферу астеносферном слое приводит к напряжениям в литосфере. Разрядка напряжений и создает землетрясения. Таким образом, землетрясения, вообще говоря, несут информацию о напряженном состоянии очаговых областей и могут использоваться как датчики напряжения в сейсмоактивной оболочке Земли. Но для того, чтобы использовать землетрясения как датчики напряженного состояния паружного слоя Земли, необхо-

ра глубинного происхождения. Ширина большинства континентальных и океанических рифтов 30—70 км, однако известны более узкие (5—20 км) и более широкие (200—400 км) рифты.

дно разобраться в механизме этого сложного и грозного явления природы.

Та же задача встает перед нами, когда мы хотим разделить информацию о среде и источнике на сейсмограмме. Наконец, проблема прогноза землетрясения и сейсмической опасности не может быть решена без создания теории очага.

В 1910 г. Рейд на основе анализа Калифорнийского землетрясения 1906 г. предложил качественную схему механизма очага тектонического землетрясения. Эта схема называется теорией упругой отдачи и формулируется в виде следующих положений:

1. Очаг тектонического землетрясения образуется в результате разрыва сплошности горных пород, который происходит из-за того, что накопленные напряжения в какой-то момент превзошли предел напряжений, который порода способна выдержать. С хорошим приближением разрыв сплошности можно считать плоским.

2. Разрыв возникает под действием упругих касательных (сдвиговых) напряжений, которые в результате разгрузки напряженного состояния в очаговой зоне полностью или частично снимаются на разрыве.

3. Скорость вспарывания разрыва конечна и не превосходит скорости поперечных волн в очаговой зоне. Сейсмические волны возбуждаются на разрыве при его вспарывании.

4. Движение в момент землетрясения состоит из касательного перемещения берегов разрыва друг относительно друга с образованием дислокации или подвижки.

5. Энергия, высвобождаемая во время землетрясения, непосредственно перед землетрясением была накопленной энергией упругих деформаций горных пород.

Прошло более десяти лет после работы Рейда, прежде чем сейсмологи приступили к построению количественной теории очага землетрясения. Дальнейшее направление исследований определило открытие квадрантного распределения первых вступлений P -волн, сделанное в начале 20-х годов японскими сейсмологами. Разъясним это понятие. Поместим в центре сферы источник сейсмических волн (очаг) и разобьем сферу на четыре квадранта двумя взаимно перпендикулярными плоскостями, проходящими через ее центр. Тогда наблюдения показывают, что первые вступления P -волн в двух противоположных квадрантах сферы соответствуют волне сжатия, а в другой паре противоположных квадрантов сферы — волне

разрежения. Два больших круга на сфере, где происходит смена знака первых вступлений и где, таким образом, смещения равны нулю, называются нодальными линиями, а плоскости, содержащие нодальные линии, — нодальными плоскостями. Обнаруженное квадрантное распределение первых вступлений P -волн позволило японскому сейсмологу Накано в 1923 г. сформулировать задачу о точечной теоретической модели очага землетрясения и приступить к ее решению. Теоретической моделью очага землетрясения называют такой сосредоточенный источник возбуждения продольных и поперечных волн в упругой среде, поле первых вступлений которого совпадает с наблюдаемым при землетрясениях (задача Накано). Решение задачи Накано заняло более двадцати лет и породило массу споров и острых дискуссий. В решение этой проблемы, а также в общее развитие вопроса о механизме землетрясений существенный вклад внесли советские сейсмологи А. В. Введенская, В. И. Кейлис-Борок, В. В. Костров и Л. В. Никитин с сотрудниками. Но прежде чем продолжить изложение, введем несколько определений, связанных с понятием напряжения упругой среды.

Если бы Земля была жидкой, то напряжение в ее недрах характеризовалось бы давлением. В жидкости, как известно, давление на любую площадку, проведенную через данную точку, одинаково, т. е. не зависит от направления, является скаляром. Если бы реальная твердая Земля находилась в состоянии гидростатического равновесия, то и в этом случае напряжение в ее недрах сводилось бы только к давлению, а касательные напряжения равнялись нулю. В действительности Земля тектонически активна, так как в ее недрах действуют силы, выводящие ее из состояния гидростатического равновесия. В результате этого в коре и мантии Земли существуют напряжения, дополнительные к гидростатическому давлению вышележащих слоев. Определение этих напряжений является важной задачей геофизики. В общем случае напряженное состояние в каждой точке сплошной упругой среды можно охарактеризовать таблицей из 9 величин:

$$\begin{array}{ccc} \sigma_x, & \tau_{xy}, & \tau_{xz}, \\ \tau_{yx}, & \sigma_y, & \tau_{yz}, \\ \tau_{zx}, & \tau_{zy}, & \sigma_z, \end{array}$$

из которых 6 величин попарно равны: $\tau_{xy} = \tau_{yx}$, $\tau_{xz} = \tau_{zx}$, $\tau_{yz} = \tau_{zy}$. Эта таблица называется тензором напряжений,

и из-за указанных равенств тензор напряжений является симметричным, т. е. он не меняется при перестановке индексов у его компонент. Компоненты тензора напряжений имеют простой физический смысл. Выберем некоторую систему координат x, y, z . Тогда в каждой точке рассматриваемой среды $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ — нормальные, а $\tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}$ — касательные напряжения на площадках, перпендикулярных к координатным осям x, y, z . Так, напряжение τ_{xy} параллельно плоскости yz и направлено по оси y и т. д. Зная тензор напряжений, мы можем определить нормальное и касательное напряжение на площадке, ориентированной произвольным образом относительно осей координат. Далее, в каждой точке среды существуют такие три взаимно перпендикулярные площадки, на которых касательные напряжения равны нулю. Направления нормалей к этим площадкам называются *главными осями тензора напряжений* и не зависят от исходной системы координат x, y, z , а определяются только характером рассматриваемого напряженного состояния тела.

Это означает, что произвольное напряженное состояние в рассматриваемой точке может быть вызвано растяжением (или сжатием) окрестности точки в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Соответствующие нормальные напряжения называются *главными нормальными напряжениями* (эти напряжения направлены перпендикулярно главным плоскостям). Их обозначают $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, причем всегда можно так выбрать оси, чтобы было $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$. В сечениях, делящих пополам углы между главными плоскостями, действуют главные касательные напряжения

$$\tau_1 = \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{2}, \quad \tau_2 = \frac{\sigma_3 - \sigma_1}{2}, \quad \tau_3 = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2},$$

причем ясно, что максимальное касательное напряжение в данной точке дается компонентой τ_2 и действует в диагональной плоскости, находящейся между первой и третьей главными плоскостями.

Вернемся теперь к нашему изложению. Задача Накапо была решена А. В. Введенской в 1956 г. (рис. 10). Подробная подпись к рис. 10*) разъясняет реальное (а) и фиктивное (б) распределение сил в очаговой зоне. Теперь легко видеть, как возникают подальные линии на фо-

*) Для понимания дальнейшего необходимо внимательно прочесть подпись к рис. 10.

кальной сфере, т. е. сфере с центром в гипоцентре землетрясения, и, соответственно, нодальные плоскости. Обратимся к рис. 10, а и посмотрим, что произойдет, если испаривается фокальная плоскость и площадка разгружается от напряжений. При «снятии» главного сжимающего напряжения по оси i пойдет импульс растяжения, и аналогично «снятие» главного растягивающего напряжения

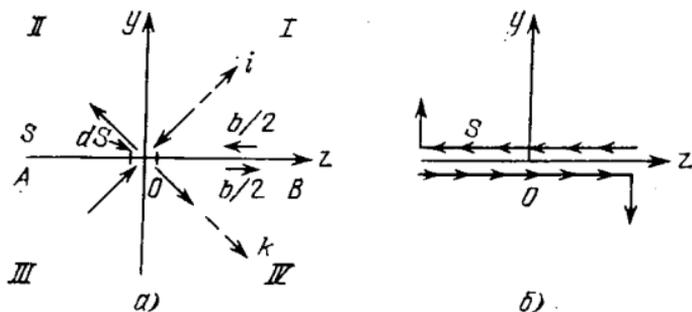


Рис. 10. Силловая модель очага землетрясения. а) Схема образования разрыва в очаге. Плоскость (yz) расположена в плоскости чертежа. Ось Ox направлена перпендикулярно плоскости чертежа. Плоскость очага землетрясения, по которой происходит разрыв сплошности, имеет площадь S и расположена в плоскости xz . На чертеже видна лишь ее проекция AB . В результате землетрясения происходит разрыв сплошности на площадке S (по проекции этой площадки AB), и берега разрыва смещаются друг относительно друга на величину подвижки b вдоль оси Oz . Если предположить, что на площадке до разрыва действовали максимальные касательные напряжения τ , то эквивалентное им напряженное состояние получается в результате действия двух главных напряжений: растягивающего $\sigma_1 = \sigma_R$, направленного по биссектрисе квадрантов II и IV, и сжимающего $\sigma_3 \equiv \sigma_i = (-\sigma_1)$, направленного по биссектрисе квадрантов I и III, $\tau = (\sigma_1 - \sigma_3)/2 = \sigma_1$. б) Силловая модель очага. А. В. Введенская показала, что напряженное состояние в очаговой зоне до землетрясения, показанное на рис. а, можно получить, если на площадке разрыва разместить две системы фиктивных дипольных источников, моменты сил каждой из которых равны по величине и обратны по направлению. В первой системе диполей (двойной силы) силы направлены по оси z (по направлению подвижки b), а плечо — вдоль оси y (т. е. перпендикулярно плоскости разрыва). Полный момент первой системы диполей равен $M_0 = b\mu S$ (μ — модуль сдвига среды в очаговой зоне) и направлен в отрицательном направлении оси x (в сторону читателя). Вторая система фиктивных диполей лежит в той же плоскости yz , что и первая, но силы диполей направлены по оси y , а плечо — вдоль оси z . Вторая двойная пара сил имеет тот же момент $M_0 = b\mu S$, но направление момента противоположно моменту первой двойной силы; второй момент направлен вдоль оси x (от читателя). Оба момента уравнивают друг друга. Замечу, что реальное напряженное состояние фиктивной системой сил диполей представляет собой не более чем удобный математический прием при рассмотрении излучения волн, когда испаривается фокальная плоскость и снимаются (стремятся к нулю) дипольные источники на плоскости разрыва S .

идет по оси k импульс сжатия. Так как силы растяжения и сжатия равны по величине и расположены симметрично относительно осей Oy и Oz , то смена знака первых вступлений должна происходить на плоскостях xy и xz .

Посмотрим теперь, как будут расположены нодальные плоскости, если мы повернем плоскость разрыва вокруг

оси Ox на 90° . Тогда плоскость разрыва перейдет в перпендикулярную к ней плоскость xy , а перпендикулярной плоскостью станет плоскость xz . При этом подальние плоскости останутся на месте, и мы видим, что, определив по записям первых вступлений положение подальных плоскостей, мы не можем сказать, какой из рассмотренных вариантов геометрии в очаге имел место. В связи с этим в сейсмологии выражение «механизм очага землетрясения» имеет значительно более узкий смысл, чем это может показаться на первый взгляд. Так называют пару подальных плоскостей или, что то же, пару ортогональных векторов \mathbf{n} и \mathbf{b} , причем \mathbf{n} — нормаль к поверхности разрыва и \mathbf{b} — вектор, лежащий в плоскости разрыва и указывающий направление смещения (подвижки) при землетрясении. Считается, что \mathbf{n} и \mathbf{b} задают ориентацию двух точечных двойных сил с компенсирующимися моментами. Необходимые дополнительные данные для определения плоскости разрыва получают или с помощью прямых наблюдений, если разрыв выходит на поверхность, или по афтершокам *) землетрясения, очаги которых оконтуривают плоскость подвижки.

Если картина первых вступлений сейсмических волн и система подальных линий не позволяют однозначно определить ориентацию разрыва, то направления главного растягивающего и сжимающего напряжений в очаге (i и k на рис. 10, a) получаются однозначно. Карта упругих напряжений Земли по данным о механизмах землетрясений приведена на рис. 11. Она построена А. В. Введенской с сотрудниками **). Рассматривая эту карту, можно сделать следующие общие выводы. Прежде всего, поле упругих напряжений Земли имеет планетарный характер. Мы видим, что наиболее сейсмически активная область земного шара — Тихоокеанский сейсмический пояс — находится в условиях горизонтального одностороннего сжатия. Наоборот, основные рифтовые структуры Земли (Средне-Атлантический хребет, Восточно-Африканский и Байкальский рифты) находятся в условиях горизонтального растяжения. Определение поля упругих напряжений исключительно важно для тектоники. Оно широко

*) Афтершоками называются более слабые толчки, которые следуют за сильным землетрясением.

**) Балакина Л. М., Введенская А. В., Голубева И. В., Мишарина Л. А., Широкова Е. П. Поле упругих напряжений Земли и механизм очагов землетрясений.— М.: Наука, 1972.

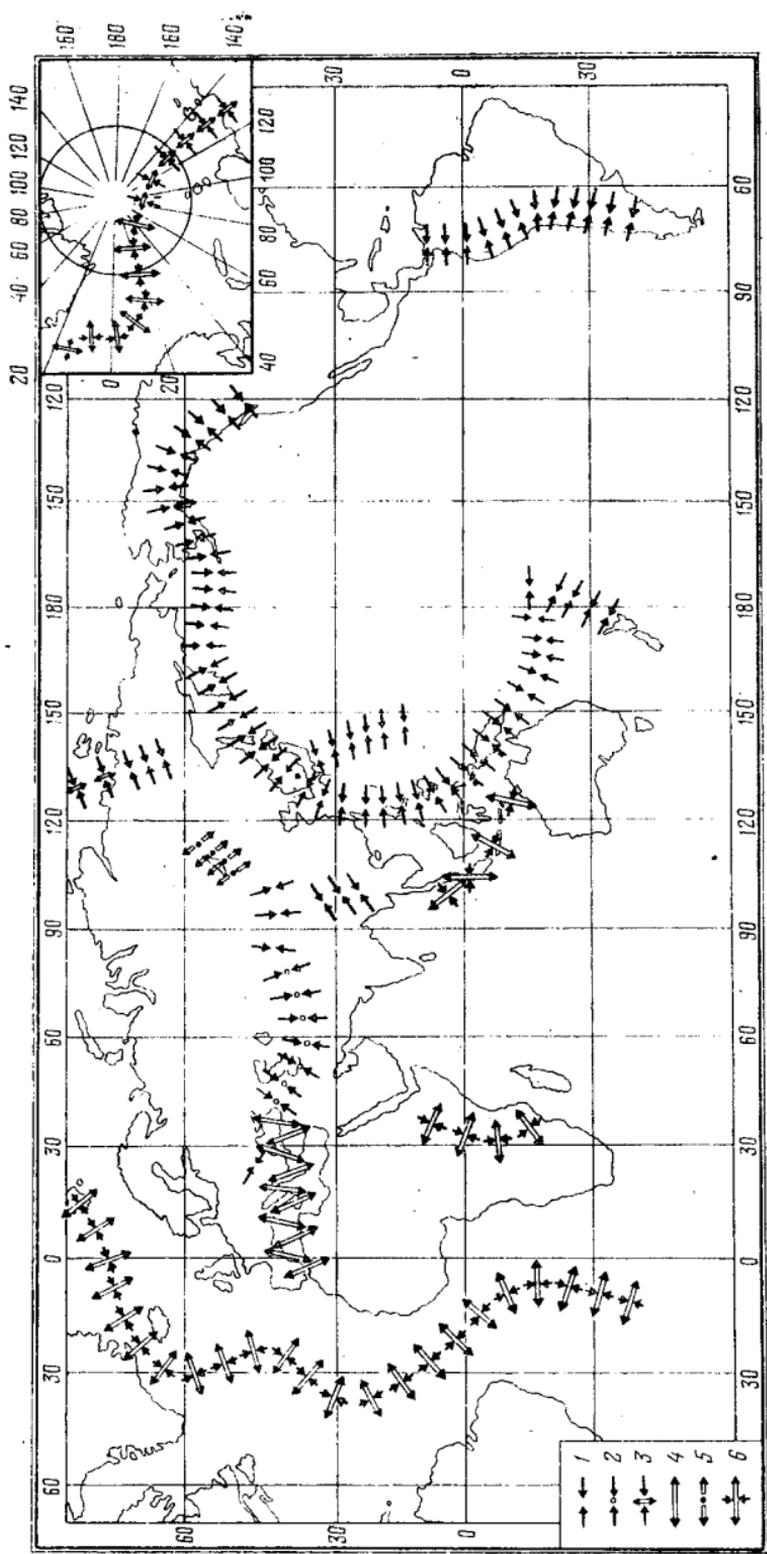


Рис. 11. Ориентация главных осей напряжений в поле упругих напряжений Земли. Наибольшие относительные сжатия (1, 2, 3) или растяжения (4, 5, 6) ориентированы горизонтально и вкrest простирания структур.

используется для аргументации в пользу новой глобальной тектоники — тектоники плит.

В заключение этого параграфа рассмотрим вопрос о физических параметрах очага землетрясения. Новую количественную характеристику очага, его сейсмический момент

$$M_0 = \mu S \bar{b}, \quad (8)$$

ввел в обиход в 1966 г. японский сейсмолог Аки, в настоящее время работающий в США. Сейсмический момент M_0 равен величине механического момента фиктивной пары сил в источнике (см. рис. 10, б), \bar{b} — средняя подвижка в очаге. Сейсмический момент является характеристикой длиннопериодной части спектра поверхностных волн и соответственно может быть определен по записям поверхностных волн с точностью до коэффициента $\sim 2-3$. Следующей важной характеристикой является упругая энергия W очаговой области, высвобождающаяся при землетрясении. Ясно, что энергия сейсмических волн E_s составляет только часть W :

$$E_s = \eta W, \quad (9)$$

где η — сейсмический к. п. д. $\eta < 1$. Пока что определить экспериментально W не удается, но если это будет сделано, то это заметно продвинет вперед сейсмологию. Характеристиками очага являются также начальное τ_0 и конечное τ_1 напряжения в очаге, величина сброшенного напряжения $\Delta\tau = \tau_0 - \tau_1$, среднее напряжение $\bar{\tau} = (\tau_0 + \tau_1)/2$. Упругая энергия W равна работе среднего напряжения $\bar{\tau}$ на разрыве:

$$W = S \bar{b} \bar{\tau} = \frac{\bar{\tau}}{\mu} M_0. \quad (10)$$

Размеры разрыва можно охарактеризовать радиусом a , если он близок к кругу, и длиной L и шириной w , если он имеет прямоугольную форму. При рассмотрении размерных соотношений вводят характерный размер \bar{L} очага, $S \sim \bar{L}^2$. Изменение деформации при землетрясении $\sim \bar{b}/\bar{L}$, и если мы умножим его на модуль сдвига, то получим оценку сброшенного напряжения

$$\Delta\tau \sim \mu(\bar{b}/\bar{L}). \quad (11)$$

Подставив $\mu\bar{b}$ из (11) в (8), мы получим связь M_0 с $\Delta\tau$ и S ($\bar{L} \sim S^{1/2}$):

$$M_0 \sim S^{3/2} \Delta\tau. \quad (12)$$

Для тех землетрясений, для которых известны как M_0 , так и S , формула (12) позволяет оценить величину сброшенного напряжения $\Delta\tau \sim 10 \div 100$ бар. Известно, что для сейсмических поясов (межплитовых землетрясений) $\Delta\tau$ систематически меньше (~ 30 бар), чем для внутриплитовых землетрясений (~ 100 бар). Следовательно, межплитовые зоны являются ослабленными по сравнению с внутриплитовыми.

Так как магнитуда M_s и сейсмический момент M_0 являются характеристиками длинноволнового спектра, то между ними должна существовать простая связь. Прежде чем установить эту связь, необходимо рассмотреть важный вопрос о подобии землетрясений. Важность этого вопроса видна из того, что в сейсмологии большинство основных эмпирических соотношений устанавливается путем статистической обработки данных сейсмограмм для большого числа землетрясений. С другой стороны, применение статистики требует подобия событий. Естественно, что эта проблема не могла не привлечь внимание сейсмологов. Для рассмотрения подобия землетрясений необходимо ввести кинематические характеристики процесса вспарывания разрыва. Для этой цели используют два времени: t_l и t_f . Первое из них называется локальным временем роста дислокации. Оно равно времени смещения в конечное положение точек разрыва, совпадавших до землетрясения. Величина $t_f = L/v$ определяется как среднее время образования разрыва, где v — средняя скорость его вспарывания. Американские сейсмологи Х. Канамори и Д. Андерсон сформулировали следующие три условия подобия землетрясений:

$$\frac{w}{L} = c_1, \quad \frac{\bar{b}}{L} = c_2, \quad \frac{t_l}{t_f} = c_3, \quad (13)$$

где c_1, c_2, c_3 считаются константами. Первое условие требует подобия геометрии разрыва, второе — подобия снятой деформации или, что то же самое, снятого напряжения, и, наконец, последнее условие характеризует подобие кинематики (или динамики) разрыва. Для большинства изучаемых землетрясений ($M_s > 6$) выполнение условий подобия дает $M_s \sim \lg L^2$, а так как $M_0 \sim L^3$ (12), то $\lg M_0 \sim \sim^{3/2} M_s$. В той же области магнитуд $E_s \sim L^3$, и мы легко приходим к формуле Гутенберга — Рихтера (6), связывающей сейсмическую энергию E_s с магнитудой M_s .

Для сильнейших, катастрофических землетрясений ($L \geq 100$ км) выполнение условий подобия дает $M_s \sim$

$\sim \lg L \sim 1/3 \lg M_0 \sim \lg E_s$, и можно ожидать отклонений от соотношения Гутенберга — Рихтера (6). Это и не удивительно, так как сильнейшие землетрясения, видимо, слишком индивидуальны и, возможно, вообще плохо подчиняются статистике.

Мы много места уделили землетрясениям. Но следует помнить, что изучение землетрясений составляет половину сейсмологии. В этой сложной области, как это часто бывает в геофизике, когда мы говорим «да», то это в лучшем случае означает «может быть». С другой стороны, нас часто выручает железный закон, согласно которому тройку по сравнению с единицей можно считать величиной бесконечно большой, а одну треть — бесконечно малой, т. е. попросту считать равной нулю.

1.5. Предсказание землетрясений

«Проблема прогноза землетрясений является в настоящее время тем научным направлением, вокруг которого в странах, подверженных действию разрушительных землетрясений, сосредотачиваются наиболее широкие и целенаправленные исследования в области геологии и геофизики. Работы по прогнозу требуют широкого комплекса исследований по изучению природы и проявления землетрясений для определения места их возникновения, времени и ожидаемой силы. К этим направлениям прогноза самым тесным образом примыкает прогноз сейсмического воздействия на поверхности Земли. В какой-то степени мелкомасштабные и детальные сейсмические районирования являются также общей частью прогнозной проблемы с тем существенным различием, что прогноз времени, места и силы является «динамическим» прогнозом, а районирование — «статическим». В перспективе можно рассматривать предотвращение землетрясений инженерными методами как итоговое направление прогноза». Так формулируют проблему руководители этих исследований в СССР М. А. Садовский и И. Л. Пересов в статье «Вопросы прогноза землетрясений» (Физика Земли, 1978, № 9, 13—30). Предсказание землетрясений является крупной научно-технической проблемой современности. Ей посвящены специальные книги *).

*) См., например, Риккитак и Т. Предсказание землетрясений. — М.: Мир, 1979. Мячкин В. И. Процессы подготовки землетрясений. — М.: Наука, 1978.

Первая научная программа по прогнозу землетрясений была сформулирована Б. Б. Голлицыным в 1911 г. Она состояла из следующих пунктов: 1) Изучение сейсмического режима (сейсмичности) и особенностей записи сейсмических колебаний; 2) изучение скоростей распространения сейсмических волн в сейсмоактивных зонах с целью оценки напряженного состояния; 3) выполнение геодезических измерений для выявления медленных деформаций земной коры; 4) постановка гравиметрических измерений; 5) изучение режима источников и скважин, а также изучение состава сорбированных в земной коре газов.

Ашхабадское землетрясение 1948 г. послужило толчком к постановке работ по систематическому поиску предвестников землетрясений в СССР. В Гармском районе Таджикской ССР в 1949 г. был заложен геофизический полигон, на котором впоследствии были сделаны основные открытия в области предвестников землетрясений. Глава советских геофизиков того времени Г. А. Гамбургцев в конце 1953 г. сформулировал новую программу по поиску предвестников землетрясений, в основе которой лежала идея перехода от сезонных наблюдений в сейсмоактивных районах к непрерывным круглогодичным наблюдениям. Работы по прогнозу были усилены после Ташкентского землетрясения 1966 г. В середине 60-х годов советский сейсмолог чл.-корр. АН СССР С. А. Федотов первым показал возможность долгосрочного прогноза землетрясений на основе анализа сейсмичности Курило-Камчатского региона. Он обнаружил, что в зоне сочленения Тихоокеанской плиты с Евро-Азиатской сильнее всего землетрясения мигрируют по зоне этого сочленения с периодом в ~ 100 лет. При этом новые сильные землетрясения возникают в сейсмически «молчащих» зонах, т. е. там, где они долго не возникали. Современное мощное развитие работ по прогнозу землетрясений в СССР в значительной мере обязано академику М. А. Садовскому — директору Института физики Земли АН СССР им. О. Ю. Шмидта.

В настоящее время открыто множество разнообразных предвестников сильных землетрясений ($M_s \geq 5$), которые классифицируются как долгосрочные (годы, десятилетия), краткосрочные (месяцы, недели) и оперативные (сутки, часы). Схема современного комплекса наблюдений предвестников сильных землетрясений, взятая нами из цитированной выше статьи М. А. Садовского и И. Л. Нерсесова, показана на рис. 12. Среди предвестников землетрясений,

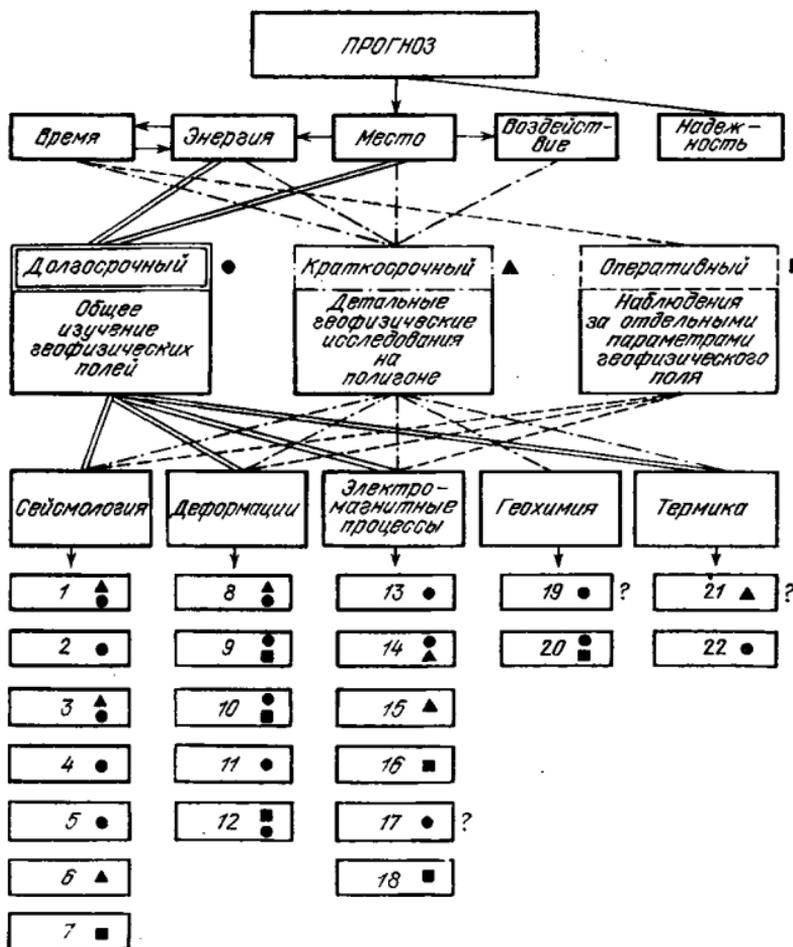


Рис. 12. Общая схема прогнозных наблюдений. Вопросительным знаком отмечены методы, требующие проверки; кружок, треугольник и квадрат соответственно — знаки долгосрочных, краткосрочных и оперативных предвестников соответственно. 1 — пространственный режим (координаты x , y , глубина H , время t , энергия E); 2 — отношение скоростей v_p/v_s и амплитуд объемных волн A_S/A_P ; 3 — механизм очага (направление векторов p и b) предварительных землетрясений в зоне подготовки сильного землетрясения; 4 — снятое напряжение в очаге; 5 — частотный анализ сейсмических импульсов; 6 — прозвучивание (сейсмическое просвечивание); 7 — акустика (звуковой сигнал из эпицентральной зоны); 8 — геодезия, нивелирование, триангуляция; 9 — наклон земной поверхности; 10 — деформация; 11 — дебит скважин и источников; 12 — пластовое давление; 13 — теллурические токи; 14 — зондирование на переменном и постоянном токе; 15 — магнитные вариации; 16 — дифференциальные магнитные наблюдения; 17 — электропроводность воды источников; 18 — атмосферное электричество; 19 — сорбированные газы в породах: радон, гелий, CO_2 , ртуть; 20 — химический состав вод и газов источников и скважин: радон, CO_2 и др.; 21 — тепловой поток в скважинах; 22 — температурный режим источников.

открытых в Гармской экспедиции Института Физики Земли АН СССР (руководитель экспедиции И. Л. Нерсесов), мы опишем два, которые показали, что классические представления о механизме землетрясений, изложенные в предыдущем параграфе, явно неполны и их следует дополнить более глубокой физической картиной изменений свойств среды в зонах подготовки землетрясений. Первый из этих предвестников связан с характерным бухтообразным изменением отношения скоростей v_p/v_s в зоне подготовки землетрясения (рис. 13).

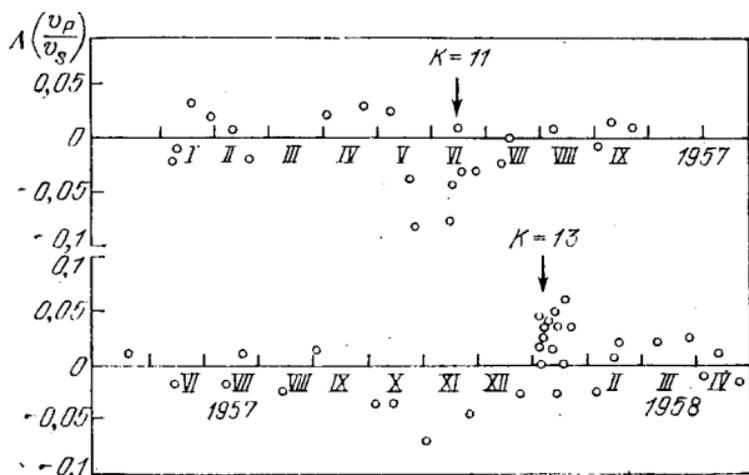


Рис. 13. График временных вариаций $\Delta(v_p/v_s)$ при подготовке землетрясений в Гармском районе.

В 1962 г. А. М. Кондратенко и И. Л. Нерсесов опубликовали работу, в которой привели результаты прохождения P -волн от большого числа слабых сейсмических толчков через эпицентральные зоны сильных землетрясений Гармского района. Получалось так, что скорости P -волн перед сильными землетрясениями составляли $\sim 5,3$ км/с, в то время как после землетрясений они достигали значения $\sim 6,3$ км/с. Поясним, почему этот результат в то время казался неправдоподобным и тогда практически никто не принял его всерьез.

Согласно классической схеме землетрясение происходит после того, как накопленные напряжения в какой-то момент превзошли предел прочности горной породы (положение 1 теории Рейда). О накопленном напряжении можно судить по снятым напряжениям, которые составляют $\sim (30-100)$ бар (см. § 1.4). Оценить величину изменения напряжения (или давления), при котором скорость

v_p меняется на 1 км/с, можно с помощью данных о распределении скоростей в моделях Земли (см. § 7.3). Оказывается, что для этого необходимо приложить напряжение (или давление) в ~ 130 кбар, т. е. в тысячу раз большее, чем сброшенные напряжения, равные $\sim (30-100)$ бар.

Вскоре после этого, в 1969 г., была опубликована работа сотрудника Гармской экспедиции А. П. Семенова о вариациях отношения v_p/v_s в очаговых зонах сильных землетрясений по данным длинных рядов наблюдений. Два графика Семенова показаны на рис. 13. Мы видим, что перед землетрясением вначале происходит уменьшение, а затем восстановление величины отношения скоростей v_p/v_s , после чего следует толчок, обозначенный стрелкой. В случаях, показанных на рис. 13, падение отношения v_p/v_s составляет $\sim (8-10)\%$ *). Величина землетрясения часто характеризуется не магнитудой M_s , а классом K , который определяется как десятичный логарифм энергии землетрясения, выраженной в джоулях ($1 \text{ Дж} = 10^7 \text{ эрг}$). Из (6) легко получается линейное соотношение между K и M_s :

$$K = 4,8 + 1,5M_s. \quad (14)$$

Таким образом, землетрясение одиннадцатого класса имеет магнитуду 4,1, а тринадцатого 5,5. После этой работы геофизики вынуждены были признать, что результаты И. Л. Нерсесова и А. Н. Семенова о существенном изменении скоростей сейсмических волн в зоне подготовки землетрясений реальны, хотя сами авторы этого открытия в то время не смогли привести убедительных физических доводов, объясняющих сам эффект. Так был открыт один из важнейших предвестников землетрясений.

Часто говорят не об аномалиях отношения v_p/v_s , а о вариациях, отношения времен пробега S - и P -волн (t_s/t_p), которое, собственно, и определяют из наблюдений. На практике строят график зависимости разности времен $S-P$ как функцию t_p . Этот график в координатах $(t_s - t_p, t_p)$ имеет вид прямой, наклон которой равен $k = (t_s - t_p)/t_p$. Далее предполагают, что пути распространения S - и P -волн от источника до станции совпадают ($v_p t_p = v_s t_s$). Тогда имеем $v_p/v_s = 1 + k$. Определяя коэффициент k из времен пробега, мы тем самым находим искомое отношение v_p/v_s .

*) По более современным данным, падение отношения v_p/v_s составляет $\sim (2-4)\%$.

Второй эффект, явно указывающий на «необычные» изменения свойств среды, был обнаружен И. Л. Персесовым и И. Г. Симбиревой (1968 г.) при изучении механизмов очага слабых толчков в зоне подготовки сильного землетрясения. Речь идет о вращении осей сжатия в очаговой зоне. Обнаруженный эффект показан на рис. 14,

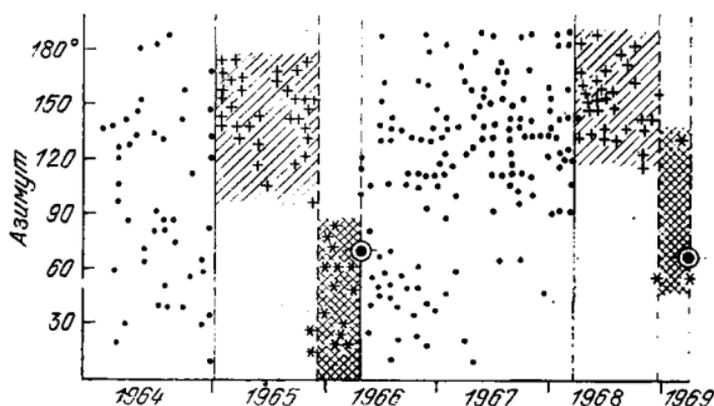


Рис. 14. Временные вариации азимутов осей сжатия. На графике левно видно, что азимут менялся дважды: перед землетрясениями 1966 и 1969 гг., моменты возникновения которых отмечены крупными кружками. Азимут определяется как угол между меридианом и проекцией оси сжатия на поверхность Земли, проходящими через эпицентр землетрясения.

взятом из сводной работы М. А. Садовского, И. Л. Персесова, С. К. Пигматуллаева, Л. А. Латышпой, А. А. Лука, А. Н. Семенова, И. Г. Симбиревой и В. И. Уломова (Tectonophysics, 1972, v. 14, p. 295). Из рис. 14 следует, что подготовка землетрясения как бы разбивается на три этапа. На первом направления осей сжатия не имеют какого-либо преобладающего направления, на втором они группируются в области азимутов 90° — 180° , на третьем оси сжатия резко меняют свои направления и их азимуты становятся меньше 90° . По этим данным были определены долгосрочные и краткосрочные предвестники. Они составляют соответственно 470 и 130 дней для землетрясения 1966 г. и 360 и 110 дней для землетрясения 1969 г. Время долгосрочного предвестника отсчитывается от начала второго этапа, а краткосрочного — от начала третьего.

Как известно, характерные геологические времена велики ($\sim 10^4$ — 10^7 лет), и, следовательно, соответствующее изменение тектонического режима и тектонических напряжений должно было бы происходить очень медленно. С этих позиций быстрое изменение направления напряжений в очаговой зоне представлялось неожиданным и

непонятным. Качественное объяснение существования предвестников землетрясений с позиций теории разрушения материалов было предложено в начале 70-х годов различными группами исследователей. В СССР это были В. И. Мячкин, Б. В. Костров, Г. А. Соболев и О. Г. Шамина, в США Брэди и Стюарт, в Японии Моги. Аналогичные теории, в которых важную роль играла вода, заполняющая поровое пространство в горных породах, были предложены Брейсом, Дитерихом, Нуром, Шольцем и др. в США.

Если бы в кристаллических твердых телах не было дефектов (дислокаций, трещин и их всевозможных комбинаций), то разрушить их было бы несравненно труднее, чем те реальные твердые тела (например, горные породы), с которыми мы сталкиваемся на практике. Как известно, деформация материала ϵ при его работе на растяжение или сжатие определяется модулем Юнга E , т. е. $\sigma = E\epsilon$ (σ — напряжение растяжения или сжатия), а при работе на сдвиг — модулем сдвига μ , $\tau = \mu\epsilon$ (τ — напряжение сдвига). Модуль Юнга E связан с модулями сжатия K и сдвига μ соотношением

$$E = \frac{9K\mu}{3K + \mu} \approx 3\mu, \quad K \approx (1,5 \div 2)\mu. \quad (15)$$

Модули E и μ характеризуют идеальную теоретическую прочность бездефектных кристаллов при соответствующем типе нагружения. Более точно значение теоретической прочности равно

$$\sigma_T \approx 0,1E, \quad \tau_T \approx 0,1\mu. \quad (16)$$

Модуль сдвига земной коры равен $\sim 3 \cdot 10^5$ бар и $\tau_T \sim \sim 3 \cdot 10^4$ бар, что примерно в тысячу раз больше, чем снятые напряжения при землетрясениях. В 1920 г. английский исследователь Гриффитс объяснил низкую прочность твердых тел наличием в них трещин. Трещины образуются или растут, потому что это энергетически выгодно. Энергия, затрачиваемая на образование трещины площадью ΔS , равна $2\gamma_s \Delta S$ (образуются два берега трещины или разрыва, каждый площадью ΔS ; γ_s — поверхностная энергия). При образовании трещины происходит разгрузка вновь образующейся поверхности от напряжений, и по условию непрерывности напряжений такая разгрузка захватывает также прилегающие области с характерными размерами $c \sim \sqrt{\Delta S}$. Тогда при растягивающем напряжении σ , действующем перпендикулярно к площади

трещины ΔS , упругая энергия, накопленная в образце, уменьшается на величину $\sim \frac{\sigma^2}{2E} \Delta S \sqrt{\Delta S}$ (при образовании трещины, как и при возникновении землетрясения, эта энергия излучается в виде упругих волн). Приравнявая полное изменение энергии системы пулю, Гриффитс получил свою знаменитую формулу для прочности твердого тела:

$$\sigma_{кр} \sim \sqrt{\frac{\gamma_S E}{c}} \quad (17)$$

Формулу (17) следует понимать следующим образом. Если локальные растягивающие напряжения у трещины с характерным размером c больше, чем $\sigma_{кр}$, то трещина неустойчива, она растет и «прорезает» материал, который разрушается. Наоборот, если $\sigma < \sigma_{кр}$, то энергетически выгоднее трещине захлопнуться («залечиться»). Это первая часть теории Гриффитса. Вторая часть относится к механизму роста трещин. Для этой цели Гриффитс использовал понятие «концентрации напряжений», возникающее в упругой матрице вокруг породных включений. Это понятие на основе расчетов было введено английским учёным Инглисом в 1913 г. Рассмотрим трещину как вытянутое эллиптическое включение с большой полуосью c и радиусом кончика трещины R . Тогда формулу для концентрации напряжений на кончике трещины можно записать в простом виде

$$K \approx 2 \sqrt{\frac{c}{R}} \quad (18)$$

Из (18) вытекает, что с ростом трещины концентрация напряжений становится опаснее. С другой стороны, (18) указывает также путь борьбы с опасностью — для этого следует увеличивать радиус закругления кончика трещины. Например, если при своем росте трещина упирается в препятствие (скажем, в другую трещину, расположенную под некоторым углом), которое эффективно увеличивает R , то тело упрочняется. В настоящее время теория прочности, основанная на идеях Гриффитса, получила широкое развитие. Понимание процесса разрушения стало более глубоким. Из-за концентрации напряжений в зоне кончика трещины там могут происходить как процессы пластического течения, так и процессы микрорастрескивания в зависимости от характера разрушения материала.

Поэтому при выводе основного соотношения Гриффитса (17) поверхностная энергия понимается в обобщенном смысле — она включает как истинную энергию образования новой поверхности, так и энергию, идущую на изменение свойств материала в зоне концентрации напряжений.

Горные породы являются хрупкими материалами, и, как показывает опыт, механизмом их разрушения является хрупкое растрескивание. При этом происходит образование в среде порового пространства и увеличение объема на величину от десятых долей процента до нескольких процентов. Для горных пород эти эффекты были обнаружены Бриджменом в 1949 г. и впоследствии названы *дилатансией* *). Дилатансией называется неупругое увеличение объема, обусловленное приложенными напряжениями. В горных породах дилатансия возникает как за счет раскрытия новых трещин, возникающих внутри зерен и между зернами, так и за счет роста плевшихся ранее трещин. В настоящее время предвестники землетрясений объясняются на основе явления дилатансии горных пород перед разрушением. Изложим теперь теорию предвестников землетрясений, следуя Брэди.

Исходя из экспериментальных и теоретических данных, разрушение образцов горных пород и образование разломов при землетрясениях в первом приближении не зависят от пространственного масштаба. Во всех случаях процесс подготовки разрушения проходит следующие стадии:

1. Стадия растрескивания или дилатантная стадия. По мере роста напряжений в горной породе образуются микротрещины. Эта стадия начинается, когда локальная разность главных напряжений еще заметно меньше предела прочности.

2. Стадия образования включения. С увеличением напряжения и не доходя до предела прочности всего нескольких процентов в зоне будущего разрыва образуется скопление трещин. Концентрация трещин в скоплении растет, они начинают взаимодействовать друг с другом, т. е. происходит заметное изменение напряженного состояния в области каждой трещины из-за наличия

*) В механике сплошных сред объемная деформация, возникающая при нагружении тела ($\Delta V/V$), называется *дилатацией*. А. А. Гвоздев обратил внимание автора на то, что явление дилатансии в горных породах, по-видимому, впервые наблюдалось в опытах на мраморе Т. фон Карманом (1912 г.).

соседних трещин. Эту зону скопления трещин называют включением. Модули упругости включения меньше, чем модули упругости окружающего его материала очаговой зоны, т. е. включение «мягче» окружающей среды. В результате развития во времени такого контраста упругих свойств происходит перераспределение напряжений, проявляющееся как вращение осей главных напряжений и уменьшение разности главных напряжений в фокальной области включения, т. е. в области, в которой при дальнейшем развитии включения образуется разрыв.

3. Стадия закрытия пор. На этой стадии происходит закрытие трещин в фокальной очаговой области из-за уменьшения разности главных напряжений, что в свою очередь связано с образованием включения. Из-за закрытия трещин в очаговой зоне в ней растет концентрация напряжений, которая достигает максимума, когда все микротрещины, раскрытые во время дилатантной стадии, снова закрылись. В это же время растягивающие напряжения, действующие во включении в направлении, перпендикулярном к его оси, также достигают своего максимума. В результате во включении начинается процесс роста и слияния микротрещин, что приводит к образованию и росту макротрещин.

4. Стадия роста разрыва. Начинается рост разрыва. Прорастание разрыва во включении увеличивает величину разности главных напряжений в очаговой зоне и соответственно приводит к открытию ранее закрытых трещин. Происходит образование новых трещин и быстрое прорастание больших трещин, после того как они достигают критической величины. Внутри включения образуется разрыв, который после своего вспарывания захлопывается.

На основе этих представлений Брэди устанавливает связь между временем долгосрочного предвестника Δt и эффективной длиной очаговой зоны L (площадь этой зоны $A_{fr} \approx L^2$),

$$\Delta t \approx a \frac{E_h S_i}{\langle \dot{p} \rangle} L^2, \quad (19)$$

где a — некоторая постоянная, E_h — эффективный модуль Юнга очаговой зоны непосредственно перед разрушением, $p = (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3$ — давление, определяемое суммой главных напряжений в очаговой зоне, $\dot{p} = \Delta p / \Delta t$ — приращение давления за небольшой интервал времени Δt , $\langle \dot{p} \rangle$ — средний темп приращения давления на протяжении

третьей стадии подготовки землетрясения (стадии закрытия пор), S_i — поперечный размер включения. Таким образом, объем очаговой зоны $V_{jr} \approx A_{jr} S_i$. Брэди определяет $\Delta\tau$ как интервал времени от начала закрытия пор до образования разрыва. Если определить $\Delta\tau$ как интервал времени от начала растрескивания горной породы до разрыва, то это приведет к небольшому множителю, большому единицы, в правой части (19), что несущественно. Формула (19) показывает, что время долгосрочного предвестника землетрясения прямо пропорционально жесткости очаговой зоны $E_n S_i$, ее площади $A_{jr} \approx L^2$ и обратно пропорционально среднему темпу накопления напряжений в очаговой зоне $\langle \dot{p} \rangle$. Зависимость $\Delta\tau \sim L^2$ в среднем хорошо согласуется с наблюдениями в широком интервале изменения L — от лабораторных образцов до сильных землетрясений.

На основе изложенных выше представлений о разрушении хрупких материалов предвестники землетрясений

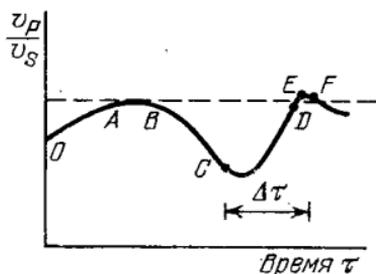


Рис. 15. Схема поведения отношения v_P/v_S в фокальной зоне при подготовке землетрясения. $\Delta\tau$ — время предвестника.

получают простое объяснение. Схематическое изображение отношения v_P/v_S как функции времени в очаговой зоне показано на рис. 15. Участок кривой OA соответствует додилатантной фазе. Постепенное увеличение v_P/v_S (из-за возрастания удаленных тектонических напряжений) связано с предварительным закрытием трещин, первоначально присутствующих в очаговой зоне. В результате

отношение v_P/v_S принимает свое исходное значение. Отрезок AB соответствует постоянному отношению скоростей. Уменьшение v_P/v_S (отрезок BC) соответствует дилатантной стадии. Эффект дилатансии больше сказывается на модуле сжатия K , чем на модуле сдвига μ . Поэтому понятно (см. формулы (1) и (2)), почему при дилатансии отношение v_P/v_S убывает. В этот период постепенно начинают поворачиваться оси главных напряжений как в очаговой зоне, так и в зоне, которая со временем превращается во включение. Во время стадии закрытия пор (CD) отношение v_P/v_S восстанавливает свое исходное значение. Так как среднее давление $p = (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3$ в очаговой зоне во время этой стадии растет, то значения v_P/v_S могут даже возрасти выше исходного (точка D на рис. 15),

существовавшего до начала дилатантной стадии. Если образование основного разрыва предваряется последовательностью форшоков (точка E), т. е. происходит образование новых трещин из-за действия растягивающего напряжения σ_3 в зоне включения (σ_3 направлено перпендикулярно оси включения), то отношение скоростей может снова уменьшаться до тех пор, пока контраст упругих параметров зоны включения и очаговой зоны не достигнет своего максимального значения. В это время происходит разрушение (землетрясение) (точка F на рис. 15).

Вращение осей главных напряжений в очаговой зоне хорошо объясняется изложенной выше теорией. Так, теория предсказывает вращение на 90° осей главных напряжений, определяемых по механизмам очагов слабых толчков в очаговой зоне. Оно обусловлено закрытием трещин (отрезок CD на рис. 15). Изложенная выше теория предлагает разумное объяснение и для других предвестников землетрясений.

Сделаем два заключительных замечания. Большинство землетрясений происходит не внутри литосферных плит, а на их границах по разломам. Считается, что разрыв после землетрясения залечивается, приобретая свойства сплошной среды, к которой применима изложенная выше теория. Правда, иногда землетрясение, происходящее вдоль разломов в земной коре, предваряется скольжением берегов разлома друг относительно друга. Такие варианты подготовки землетрясения также изучаются, но мы не имеем возможности останавливаться на этих работах.

Второе замечание связано с ролью поровой воды при подготовке землетрясения. Изложенная выше теория не нуждается в этом факторе, считая его второстепенным. В варианте теории с поровой влагой (как основным фактором) после раскрытия пор (дилатансии) начинается диффузия поровой жидкости во вновь образованное поровое пространство. С одной стороны, это восстанавливает значение скоростей v_P/v_S до нормального значения, а с другой — понижает прочность пород, в результате чего происходит разрыв (землетрясение). Так как поступление воды в поровое пространство описывается уравнением диффузии, то связь продолжительности этого процесса Δt (время предвестника) с характерным размером очаговой области L имеет вид $\Delta t \sim L^2$, т. е. одинаковый с уравнением (19), которое получено на основе совершенно других исходных положений. Вопрос о том, какой теорией в

Каждом конкретном случае следует пользоваться, находится в стадии исследования.

Заканчивая этот сложный раздел современной сейсмологии, в котором изложены некоторые идеи, связанные с проблемой предсказания землетрясений, автор не хотел бы, чтобы у читателя сложилось представление, что в этом вопросе в принципе все ясно. В действительности в этой области, как и в большинстве других разделов геофизики, делаются только первые обнадеживающие шаги. Геофизиков по их отношению к проблеме прогноза можно разделить на две группы и условно назвать оптимистами и пессимистами. Оптимисты считают, что разнообразных предвестников землетрясений достаточно для надежного прогноза землетрясений, хотя они и признают, что, по сути дела, наши знания о подготовке землетрясения существенно неполны. Пессимисты же полагают, что в этом вопросе так много неизвестного и непонятного, что надежный прогноз — дело отдаленного будущего. Чисто человечески позиция оптимистов вызывает большую симпатию.

Глава 2

ГРАВИМЕТРИЯ

«Таким образом, изложенная нами теория находится уже в соответствии и с маятниковыми измерениями силы тяжести, и с наблюдаемым сжатием Юпитера; если, кроме этого, геодезические измерения, которые мы ожидаем от перуанской экспедиции, дадут, по сопоставлении их с нашими измерениями в Лапландии, для сжатия Земли величину меньшую, чем $1/230$ -я, то эта теория получит подтверждение во всей возможной полноте, так что закон всемирного тяготения, уже столь прекрасно согласующийся с движениями планет, окажется в таком же соответствии и с фигурами этих небесных тел».

Алексис Клеро,
«Теория фигуры Земли, основанная
на началах гидростатики».

2.1. Становление гравиметрии

Гравиметрия является обширной областью геофизики. Гравитационное поле Земли отражает характер распределения масс в недрах нашей планеты и тесно связано с формой Земли. Прикладное значение гравиметрии велико. С одной стороны, гравиметрия связана с формой Земли и, таким образом, с геодезией, а последняя — с топографией. С другой стороны, гравитационное поле определяет внешнюю баллистику Земли, значение которой в космический век не требует комментариев. В таком широком понимании гравиметрия (наука о гравитационном поле в фигуре Земли) является древнейшей геофизической дисциплиной.

О том, что Земля шарообразна, догадывались еще в глубокой древности, а первое определение радиуса Земли было выполнено ученым из Александрии Эратосфеном примерно в 235 г. до н. э. Однако, естественно, гравимет-

рия как паука не могла развиваться, пока не был открыт закон всемирного тяготения. Ньютон в третьей части «Математических начал натуральной философии» излагает теорию фигуры Земли, основанную на законе всемирного тяготения. Ньютон первым понял, что из-за вращения Земли ее фигура должна быть не сферой, а эллипсоидом вращения. Следовательно, Земля сплюснута у полюсов и растянута в экваториальной зоне. Ньютон впервые вычислил сжатие Земли

$$\alpha = \frac{a-b}{a}, \quad (20)$$

где a — экваториальный радиус, b — полярный радиус планеты. Правда, число, которое он получил, $\alpha = 1/230$, было еще весьма неточным. Современное значение сжатия Земли определено с большой точностью и равно $\alpha = \frac{1}{298,25}$.

Интересно отметить, что вывод Ньютона о сжатии Земли оспаривался многими учеными, в числе которых был и знаменитый французский астроном Ж. Д. Кассини. В связи с этим в середине XVIII в. Французской академией наук были организованы экспедиции для выполнения градусных измерений на различных широтах. В результате проделанных измерений было доказано, что фигура Земли представляет собой сплюснутый сфероид с полярной осью, примерно на 20 км меньшей экваториальной оси. Точка зрения Ньютона о сфероидальности фигуры Земли получила экспериментальные подтверждения и, таким образом, восторжествовала.

Современная гравиметрия ведет свое начало от замечательной работы французского математика Клеро «Теория фигуры Земли, основанная на началах гидростатики», опубликованной в 1743 г. Основываясь на законе всемирного тяготения, Клеро строго показал, что ускорение силы тяжести на поверхности земного сфероида как функция широты изменяется по простому закону

$$g = g_e (1 + \beta \sin^2 \varphi), \quad (21)$$

где φ — широта места, g_e — ускорение силы тяжести на экваторе, $\beta = \frac{5}{2} q - \alpha$ (α — сжатие, $q = \frac{\omega^2 a}{g_e}$ — отношение центробежной силы к силе тяжести на экваторе, ω — угловая скорость вращения Земли, a — ее большая полуось). Теорема Клеро, заключенная в формуле (21), приводит к совершенно новой постановке вопроса о фигуре Земли.

Она позволяет определить сжатие α независимо от определения геометрических элементов путем градусных измерений. Согласно теории Клеро, чтобы определить сжатие планеты α , достаточно определить гравитационное поле на ее поверхности. Следовательно, гравиметрия как геофизическая дисциплина изучает силу тяжести и ее распределение по поверхности Земли и определяет фигуру Земли по известному распределению силы тяжести.

Дальнейшее развитие гравиметрии (или, как ее чаще называют, теории фигуры Земли) было связано с трудами английского физика Стокса и советского геофизика чл.-корр. АН СССР М. С. Молоденского. Значение гравиметрии для изучения внутреннего строения планет огромно. Для планет пока сейсмические данные отсутствуют. Однако у многих планет есть естественные спутники. Наблюдения за естественными спутниками позволяют получить сведения о гравитационном поле планеты и, таким образом, указания о распределении масс в недрах планеты и ее сжатии. Данные о гравитационном поле планет совместно со значением их средней плотности являются единственными наблюдательными данными о планетах, которые используются при построении моделей их внутреннего строения. В этом разделе мы вынуждены привести некоторые основные формулы. Эти формулы, по существу, элементарны, и сколь бы ни было красочно изложение без использования основных соотношений, оно в лучшем случае лишь создает иллюзию понимания существа дела.

2.2. Гравитационное поле и фигура Земли. Момент инерции Земли

Если бы Земля представляла собой точную сферу, в которой распределение плотности зависело бы только от радиуса, $\rho = \rho(r)$, т. е. было бы сферически-симметрично, то внешний гравитационный потенциал Земли имел бы исключительно простой вид *)

$$V = - \frac{GM}{r}, \quad (22)$$

*) В физике потенциал (потенциальная энергия единицы массы) определяется из условия, что напряженность равна градиенту потенциала со знаком минус. Потенциал, определенный согласно (22), обычно именуется силовой функцией. Однако, придерживаясь обозначений, принятых в математической и геофизической литературе, мы будем пользоваться определением потенциала без знака минус.

где r — расстояние от центра сферы, G — гравитационная постоянная, M — масса планеты. Гравитационный потенциал и гравитационная потенциальная энергия имеют тождественный смысл и математически описывают гравитационное поле. Реальная Земля близка к сфере. Она отклоняется от сферы на одну трехсотую. Поэтому основная часть внешнего гравитационного поля Земли дается выражением (22). Отклонение внешнего гравитационного поля Земли от ньютоновского потенциала мало — порядка одной трехсотой и меньше. Несмотря на это, оно заслуживает рассмотрения, так как содержит ценную информацию о небольших флуктуациях плотности в земных недрах, разностях моментов инерции Земли относительно ее главных осей и об отклонении земных недр от состояния гидростатического равновесия. До запусков ИСЗ за счет наземных измерений удалось определить первый поправочный член J_2 к ньютоновской части гравитационного поля (22). В результате внешнее гравитационное поле Земли представлялось формулой

$$V = \frac{GM}{r} \left[1 - \left(\frac{a}{r} \right)^2 J_2 P_2(\cos \theta) \right], \quad (23)$$

где a — экваториальная полуось,

$$J_2 = \frac{C - A}{M \cdot a^2} \quad (24)$$

— гравитационный момент,

$$P_2(\cos \theta) = \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \quad (25)$$

— второй полином Лежандра, C — момент инерции относительно полярной оси, A — момент инерции относительно экваториальной оси, θ — полярный угол, равный дополнению широты до $\frac{\pi}{2}$, $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$. Современное значение J_2 равно $1082,65 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, величина J_2 , характеризующая отклонение гравитационного поля реальной Земли от сферически-симметричной части (22), как и должно быть, оказалась порядка сжатия Земли, равного одной трехсотой. Соответственно сжатие земного сфероида α простым образом связано с J_2 , угловой скоростью вращения Земли ω , полной массой M и экваториальным радиусом a :

$$\alpha = \frac{3}{2} J_2 + \frac{1}{2} \frac{\omega^2 a^3}{G \cdot M}. \quad (26)$$

Если бы вся Земля была покрыта мировым океаном и поверхность его не возмущалась ветровыми волнами и приливами, то форма Земли совпала бы с фигурой земного сфероида.

Для проблемы внутреннего строения Земли первостепенный интерес представляет величина среднего момента инерции

$$I = \frac{C + 2A}{3}, \quad (27)$$

которая совместно со значением средней плотности

$$\rho_0 = \frac{3M}{4\pi a^2 b} \quad (28)$$

и данными сейсмологии позволяет найти распределение плотности в недрах Земли.

Чтобы определить I , необходимо знать наряду с J_2 (24) еще какую-либо величину, так или иначе связанную с моментами инерции C и A . Из чисто гравиметрических измерений определить еще одно соотношение между моментами инерции C и A не удается. Но здесь на помощь гравиметрии приходит астрономия, методы которой позволяют определить постоянную прецессии земной оси

$$H = \frac{C - A}{C} = 0,0032732.$$

Распределение плотности в недрах планеты существенно влияет на средний момент инерции I (27) и, наоборот, значение I , определенное экспериментально, существенно контролирует распределение плотности при модельных расчетах. Рассмотрим случай однородной модели — планеты с постоянной плотностью. Подсчитать момент инерции однородной сферы не составляет труда. В результате имеем

$$I^* = \frac{I}{MR^2} = 0,4. \quad (29)$$

Итак, мы приходим к простому, но важному заключению, что в случае планеты постоянной плотности ее безразмерный момент инерции I^* равен 0,4. Легко убедиться путем непосредственных численных расчетов, что при росте плотности в недрах планеты от периферии к центру величина I^* будет принимать значение, меньшее 0,4. Наоборот, если в планете происходит уменьшение плотности с глубиной, то значение I^* будет превосходить предельное

значение, равное 0,4. Для Земли значение I^* , согласно наблюдениям, равно 0,33076. Это соответствует весьма существенной концентрации массы в центральных областях планеты. В недрах планет действуют заметные гравитационные поля, и если в силу тех или иных причин при эволюции планеты в ее недрах возникают зоны пониженной плотности под областями большей плотности, то возникают мощные архимедовы силы, стремящиеся поменять местами эти области. В таком случае говорят, что в планете нарушено состояние механического равновесия. Поэтому плотность является возрастающей функцией глубины и ее возрастание происходит за счет сжатия под влиянием давления вышележащих слоев, за счет роста с глубиной концентрации тяжелой компоненты и иногда из-за уплотнения при фазовых переходах при высоких давлениях.

В глубинных недрах существуют и процессы, приводящие к понижению плотности. Основные из них: разогрев (повышение температуры), плавление, частичное (или фракционное) плавление с выделением компоненты с меньшей плотностью, например, выплавление базальтовых магм в недрах Земли и Луны. Как правило, однако, процессы, приводящие к понижению плотности, менее эффективны, чем причины, заставляющие расти плотность с глубиной. Внешним проявлением того факта, что в глобальном масштабе плотность увеличивается с глубиной или в случае малых тел остается почти постоянной, является условие $I^* \leq 0,4$.

Исследование гравитационного поля Луны с помощью искусственных спутников Луны позволило определить ее безразмерный момент инерции

$$I^* = 0,391 \pm 0,002.$$

Этот фундаментальный результат указывает, что плотность Луны примерно постоянна. С физической точки зрения этот вывод представляется естественным: давление в центре Луны не превосходит 50 000 атм, а увеличение плотности за счет давления достигает всего нескольких процентов.

Интересно вспомнить историю определения I^* для Луны до запуска вокруг нее искусственных спутников. Около двадцати лет назад известный американский астроном Экхардт предпринял попытку определить I^* для Луны путем детального анализа либрационных колебаний Луны при ее орбитальном движении вокруг Земли. Он

получил значение I^* , заметно превосходящее предельную величину 0,4. Работа Экхардта послужила поводом к предположению об аномальном распределении плотности в недрах Луны, именно к ее заметному падению с глубиной.

Такой странный, но эффективный результат противоречил здравому смыслу и заставлял думать, что результат Экхардта является ошибочным. Как мы знаем, эти опасения оправдались, и в настоящее время значение величины I^* для Луны не вызывает каких-либо недоумений.

2.3. Внешнее гравитационное поле Земли по данным искусственных спутников Земли

До запуска спутников внешнее гравитационное поле Земли описывалось простой двучленной формулой (23). Было бы неправильным думать, что гравитационное поле нашей планеты столь просто. В действительности простота гравитационного поля Земли была связана с тем, что не удалось покрыть Землю детальной сетью гравиметрической съемки, которая позволила бы выявить другие поправки к основной, ньютоновской части поля (22).

В общем случае гравитационный потенциал любого гравитирующего космического тела — планеты, спутника или звезды — может быть разложен по сферическим функциям. Сферические функции выступают на сцену всегда, когда решается какая-либо задача для сферы или тела, форма которого близка к сфере. Они представляют собой определенным образом сгруппированные суммы из косинусов и синусов от угловых переменных; полярного расстояния (или широты) и долготы. Сферические функции являются так называемыми собственными функциями для сферы, и поэтому столь велико их значение для геофизики. При решении той или иной задачи выбор функций, в которых эта задача решается, диктуется соображениями удобства. Собственные функции данной задачи всегда являются наиболее естественными, удобными и простыми.

Так как Земля весьма близка к сфере — почти сфера, то в геофизике практически во всех задачах имеют дело со сферическими функциями. Как мы сказали, гравитационное поле Земли разлагается по сферическим функциям, разложение магнитного поля Земли по сферическим функциям впервые было осуществлено великим немецким математиком Карлом Гауссом в прошлом веке; свободные, или собственные, колебания Земли также разлагаются по

сферическим функциям. Разложение по сферическим функциям называют сферическим анализом. В настоящее время сферическому анализу подвергнут рельеф земной и лунной поверхностей, тепловой поток из недр Земли и другие геофизические поля.

Незаметно для себя в этой книге мы уже встречались с первыми сферическими функциями. Как мы знаем, выражение (23) дает первые члены разложения гравитационного потенциала. Следовательно, это есть начало ряда для разложения потенциала по сферическим функциям.

Действительно, самой простой сферической функцией является единица — сферическая функция нулевого порядка. Сферическая функция первого порядка состоит из трех компонент: $\cos \theta$, $\sin \theta \cos \lambda$, $\sin \theta \sin \lambda$ (полярный угол θ и долгота λ — угловые координаты в сферической системе координат). Разложение гравитационного потенциала не содержит компоненты сферической функции первого порядка. Это связано с тем, что мы удачно выбрали начало координат — поместили его в центре масс Земли. Сферическая функция второго порядка состоит из пяти компонент. Одна из этих компонент P_2 [см. формулу (25)] входит во второе слагаемое разложения потенциала (23). Опять-таки мы в (23) избавились от остальных компонент и таким образом получили более простое и удобное выражение для потенциала за счет удачного выбора осей координат; оси координат совмещены с главными осями инерции планеты. В общем случае сферическая функция n -го порядка содержит $2n + 1$ компоненту, а разложение гравитационного потенциала Земли имеет вид

$$V = \frac{GM}{r} \left\{ 1 - \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^n J_n P_n(t) + \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left(\frac{a}{r}\right)^n P_n^m(t) (A_{nm} \cos m\lambda + B_{nm} \sin m\lambda) \right\}. \quad (30)$$

Здесь r , θ , λ — сферические координаты в точке наблюдений, $t = \cos \theta$, P_n — полином Лежандра n -го порядка (он представляет собой полином n -го порядка относительно $\cos \theta$), P_n^m — присоединенные полиномы Лежандра — полиномы n -го порядка относительно $\cos \theta$ и $\sin \theta$, J_n , A_{nm} , B_{nm} — гравитационные моменты, определяемые экспериментально по траекториям искусственных спутников. Входящие в (30) компоненты сферических функций n -го

порядка имеют вид:

$$P_n(\cos \theta); \quad P_n^m(\cos \theta) \cos m\lambda; \quad P_n^m(\cos \theta) \sin m\lambda, \quad (31)$$
$$m = 1, 2, 3, \dots, n - 1, n.$$

Остальные обозначения в (30) те же, что и в (22) и (23), и являются стандартными.

До запуска спутников в разложении (30) был определен всего лишь один коэффициент J_2 , причем это потребовало проведения огромного количества геодезических и гравиметрических съемок по всей Земле. Сравнительно недавно к возможности определения других коэффициентов разложения земного потенциала относились весьма скептически. Так, крупнейший геофизик первой половины XX в. Гарольд Джеффрис в своей классической монографии «Земля» писал в 1959 г., что, возможно, коэффициент J_4 будет определен через 20 лет при условии, что темпы астрономо-геодезических работ не будут замедляться. Джеффрис считал, что коэффициент J_3 будет намного меньше, чем J_4 , и поэтому следующим поправочным членом к двучленному потенциалу (23) будет слагаемое с J_4 . Об этой ошибке Джеффриса мы еще скажем ниже.

Широкое использование искусственных спутников для геодезических целей радикально изменило положение. Наблюдение спутников (в том числе специальных геодезических) при помощи современных оптических и радиоастрономических инструментов, а также использование для обработки наблюдений электронных вычислительных машин позволило уже к началу 60-х годов определить примерно 10 зональных моментов J_n и несколько десятков тессеральных моментов A_{nm} и B_{nm} . Зональные моменты J_n в разложении потенциала (30) вызывают вековые возмущения орбит искусственных спутников Земли. Поэтому для определения J_n используются сравнительно длинные ряды наблюдений, и они определены точнее, чем тессеральные моменты A_{nm} и B_{nm} , которые вызывают только короткопериодические изменения элементов орбит.

Определение гравитационных моментов с помощью искусственных спутников принадлежит к самым блестящим страницам в истории геофизики, да, пожалуй, и естествознания. Этот результат можно смело поставить в один ряд с такими достижениями, как открытие радиационных поясов и магнитосферы Земли. О том, какие важные выводы следуют из детальных исследований гравитационного поля Земли с помощью искусственных спутников, мы расскажем ниже.

2.4. Отклонение Земли от состояния гидростатического равновесия

Такой замечательный геофизик, как Джеффрис, ошибочно посчитав, что гравитационный момент J_3 гораздо меньше, чем J_4 , имел для этого веские основания. Он мысленно рассуждал примерно следующим образом. Все свидетельствует о том, что Земля находится в состоянии, близком к гидростатическому равновесию. Количественные характеристики отклонения Земли от состояния гидростатического равновесия можно получить, изучая разложение земного поля по сферическим функциям (30). Предположим вначале, что Земля находится точно в состоянии гидростатического равновесия. Поставим вопрос: какой вид гравитационного потенциала (30) будет соответствовать сделанному предположению? На это легко ответить. Выражение для потенциала при наличии гидростатического равновесия имеет вид

$$V = \frac{GM}{r} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{r}\right)^2 J_2 P_2(t) - \left(\frac{a}{r}\right)^4 J_4 P_4(t) - \left(\frac{a}{r}\right)^6 J_6 P_6(t) - \dots \right\}, \quad (32)$$

т. е. оно содержит только четные зональные моменты J_{2n} , а нечетные зональные моменты J_{2n+1} и все тессеральные моменты A_{nm} и B_{nm} равны нулю. Но это не все. При гидростатическом равновесии величны четных зональных моментов должны очень быстро спадать с ростом n по следующему закону:

$$J_2 \sim \left(\frac{1}{300}\right), \quad J_4 \sim \left(\frac{1}{300}\right)^2, \quad J_6 \sim \left(\frac{1}{300}\right)^3, \dots, \quad J_{2n} \sim \left(\frac{1}{300}\right)^n. \quad (33)$$

Геофизики знали, что Земля находится в состоянии, близком к гидростатическому равновесию. А в этом случае вполне естественно было предположить, что поправочный член к первым двум слагаемым в формуле для гравитационного потенциала (23) связан с J_4 . Так рассуждало большинство ученых до проведения измерений со спутников. А что показали эти измерения? Они, по существу, дали сенсационный результат, а именно: все гравитационные моменты, начиная с J_3 , примерно одного порядка и равны нескольким единицам, умноженным на 10^{-6} , т. е. все моменты, кроме J_2 , оказались величинами порядка квадрата сжатия, причем уменьшение моментов с ростом n происходит значительно медленнее, чем ожидалось.

Итак, как общий фундаментальный вывод из спутниковых данных вытекает, что отклонение Земли от гидростатического равновесия порядка квадрата сжатия.

Поясним этот вывод физически более наглядно. Отклонение состояния Земли от гидростатически равновесного означает, что в ней наряду с гидростатическим напряжением — давлением — действуют касательные напряжения. Касательные напряжения можно оценить по порядку величины следующим образом. Отклонение Земли от равновесия на величину порядка квадрата сжатия указывает, что и форма Земли отклоняется от равновесной на величину того же порядка малости. Чтобы получить толщину неравновесного слоя, необходимо квадрат сжатия α^2 умножить на средний радиус Земли R . В результате получается слой толщиной в 70 м. Можно подсчитать, что касательные напряжения в недрах Земли, которые возникают из-за такого слоя, равны нескольким десяткам килограммов на квадратный сантиметр. Детальное распределение напряжений в недрах Земли установить очень трудно. Можно только сказать, что напряжения такого масштаба действуют в нижней мантии Земли.

Эти напряжения порядка тех, о которых мы говорили в конце гл. 1 и которые действуют в сейсмоактивной зоне Земли. Так как в нижней мантии землетрясения не происходят, то это означает, что прочность нижней мантии больше, чем литосферы.

2.5. Изостазия

Зная детальную структуру гравитационного поля Земли, установленную с помощью спутниковых данных, можно построить столь же детальную картину отклонений фигуры Земли от равновесной. Мы уже знаем, что эти отклонения порядка квадрата сжатия земного сфероида, а в линейной мере — порядка десятков метров.

Здесь уместно будет разъяснить более подробно терминологию, принятую в геофизике, в той ее части, которая изучает фигуру и гравитационное поле Земли и которую мы только вскользь затрагивали в этой главе.

Топографическая поверхность Земли крайне нерегулярна. Поэтому в геофизике под фигурой Земли подразумевают некоторую условную поверхность, близкую к поверхности реальной Земли. Если бы Земля была жидкой вращающейся планетой, то для определения ее фигуры

достаточно было бы знать выражение внешнего потенциала силы тяжести (геопотенциала) W , который складывается из гравитационного потенциала V (30) и центробежного потенциала, обусловленного вращением Земли. Тогда поверхность Земли была бы уровенной поверхностью, и ее уравнение определялось бы обычным образом: $W = K_0$, где K_0 — значение внешнего потенциала на поверхности планеты. При этом определении фигура планеты связывается с такими физическими параметрами, как распределение масс внутри планеты и ее угловая скорость вращения. Поэтому, хотя Земля не находится в гидростатическом равновесии, в геофизике фигура Земли определяется с помощью условия $W = K_0$; эта фигура именуется *геоидом*. Три четверти поверхности Земли покрыто океаном. Естественно, невозмущенная ветровыми течениями поверхность океанов совпадает в точности с поверхностью геоида, а на суше геоид располагается под поверхностью континентов. Как мы подробно говорили выше, гравитационное поле и соответственно геопотенциал складываются из слагаемых, заметно различающихся по своей величине. В связи с этим геопотенциал W разделяют на две части: на главную и поправочную. Главная часть содержит ньютоновский потенциал, первый поправочный член, пропорциональный J_2 (23), и центробежный потенциал; она называется нормальным полем W_0 ; поправочная часть геопотенциала содержит все остальные члены, величина которых порядка квадрата сжатия, и называется возмущением T .

В соответствии с тем, что внешнее поле W разделяется на нормальное поле W_0 и возмущение T , геоид строится в два приема. Вначале находят основную фигуру отсчета — нормальную фигуру, а затем определяют высоты геоида (малые по величине) — отклонения геоида от нормальной фигуры. На первый взгляд, можно получить хорошее приближение, если за нормальную фигуру выбрать ньютоновскую сферу со средним радиусом R и средней плотностью $\bar{\rho}$. Так как отклонение потенциала W от ньютоновского (GM/r) (22) порядка сжатия $\alpha = 1/300$, то средние высоты геоида над сферой будут порядка $\alpha \cdot R \approx \frac{6,4 \cdot 10^3}{300} \approx 21$ км. Эта величина мала по сравнению с размерами Земли, но велика по сравнению с характерными высотами рельефа. Поэтому за нормальную фигуру выбирают эллипсоид вращения, который является эквипотенциальной поверхностью для нормального потенциала

W_0 . Именно эту фигуру мы везде выше называли земным сфероидом. Этот эллипсоид иногда называют референц-эллипсоидом.

Нормальный эллипсоид является весьма хорошим приближением для геоида. Действительно, внешний потенциал отклоняется от нормального на величину порядка α^2 . Следовательно, отклонение геоида от нормального эллипсоида (высоты геоида) — порядка $\alpha^2 R \approx 70$ м. С помощью спутниковых данных были построены карты высот геоида.

В последние годы достигнут новый существенный прогресс в изучении геоида — фигуры Земли. До сих пор геоид определялся, можно сказать, косвенно по данным о гравитационном поле Земли. С другой стороны, мы уже отмечали выше, что не возмущенная ветровыми течениями поверхность океанов в точности совпадает с поверхностью геоида. Поэтому определение спокойной океанической поверхности означало бы прямое построение внешней эквипотенциальной поверхности Земли — геоида. Это и было осуществлено в конце 70-х годов с помощью специального геодезического спутника GEOS-3, оснащенного высокоточным радарным альтиметром — измерителем высоты. Получаемая при этом точность оказалась весьма высокой — порядка десятков сантиметров (высоты геоида имеют порядок десятков метров). При этом замечательным достижением явилось горизонтальное разрешение деталей высот геоида по поверхности Земли. Оно оказалось порядка десятков километров. Это примерно на два порядка лучше, чем дает стандартный способ построения высот геоида по данным о гравитационном поле. Поясним это простой оценкой. В настоящее время построены модели гравитационного поля Земли, в котором поле разложено по сферическим функциям примерно до тридцатой гармоники (в формуле (30) $2 \leq n \leq 30$). Минимальную длину волны такого поля (т. е. размер разрешаемых деталей поля) можно оценить, поделив длину большого круга на n :

$$\lambda_n \sim \frac{2\pi R}{n} \approx \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 6,3 \cdot 10^3}{30} \approx 1,3 \cdot 10^3 \text{ км.}$$

Высоты геоида прямо пропорциональны амплитудам гравитационных аномалий; следовательно, и гравитационные аномалии океанов теперь известны с большой детальностью. В современных гравиметрических работах детальные модели гравитационного поля Земли и альтиметри-

ческие карты высот геоида используются совместно как независимые данные.

Высоты геоида количественно характеризуют отклонение гравитационного поля Земли от нормального поля. В принципе можно было бы предположить, что отклонение гравитационного поля от нормального обусловлено рельефом Земли. Так, в местах, где имеется гора, гравитационное поле сильнее за счет дополнительного притяжения горы, а в местах расположения впадин поле слабее из-за дефицита массы. В действительности карта высот геоида показывает, что эти отклонения не связаны с главными топографическими особенностями Земли (океанами и континентами).

Отсюда следует важнейший вывод, что континентальные области изостатически скомпенсированы: материк плавает в подкоровом субстрате подобно гигантским айсбергам в полярных морях. Небольшие же отклонения гравитационного поля Земли от нормального вызваны какими-то флуктуациями плотности в коре и мантии Земли.

Качественно идея изостазии была введена в геофизику в середине прошлого века. Эта концепция была выдвинута, чтобы объяснить тот удивительный факт, что наличие гор почти не сказывается на гравиметрических измерениях. Согласно принципу изостазии, легкая кора, состоящая из гранита и базальта, изостатически уравновешена на

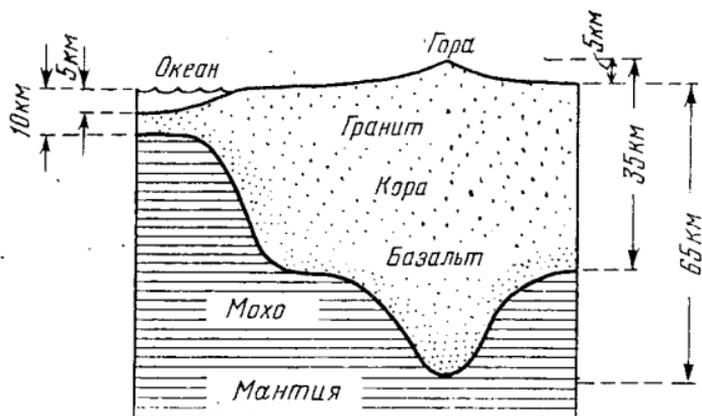


Рис. 16. Изостатическое равновесие между корой и мантией.

более тяжелой мантии, как это показано на рис. 16. Получается так, что масса вещества на единицу площади, измеренная вплоть до некоторой стандартной поверхности в глубине, приблизительно одинакова для всей поверхпо-

сти Земли. Мы видим, что легкое вещество земной коры, если оно образует в некотором месте горную систему, погружается на большие глубины в тяжелые мантийные породы. Чтобы описать такую ситуацию, образно говорят, что горы имеют корни, уходящие вглубь.

Наличие изостазии приводит к важным особенностям строения наружных слоев Земли. Эти особенности, показанные на рис. 16, подтверждены с помощью детальных сейсмических исследований.

Исследование гравитационного поля Земли с помощью искусственных спутников позволило со значительно большими подробностями количественно охарактеризовать изостатическую компенсацию земной коры для всей планеты.

Как мы уже сказали, получается так, что земная кора как бы плавает в подстилающих мантийных породах. Однако, согласно данным сейсмологии, через мантию проходят поперечные сейсмические волны (волны S) и, таким образом, она должна быть в твердом состоянии. В чем здесь дело? Ответ заключается в следующем. Для периодических колебаний с периодами порядка секунд, часов и дней (соответственно объемные и поверхностные сейсмические волны, собственные колебания Земли, земные приливы) — мантия ведет себя как упругое твердое тело. Для движений же с периодами порядка десяти тысяч лет вещество верхней мантии течет как жидкость. Жидкость с периодом релаксаций порядка десяти тысяч лет и механическими параметрами верхней мантии должна иметь очень большую вязкость — порядка 10^{21} пуаз. Отсюда геофизики заключили, что вязкость материала верхней мантии равна примерно 10^{21} пуаз. Вещество, обладающее такими свойствами, будет течь при нагрузках, действующих на протяжении тысячелетий, и реагировать как упругое твердое тело на периодические процессы в диапазоне от сейсмических волн до земных приливов.

2.6. Земные приливы

Вот как описывает основные вехи в истории понимания приливов один из основоположников геофизики Джордж Дарвин в своей популярной книге «Приливы и родственные им явления в Солнечной системе» (1898 г.):

«...Теория приливообразующей силы была дана Ньютоном в его «Началах» в 1687 г. Эта теория положила

прочное основание, на котором построены все последующие исследования.

В 1738 г. Парижская академия наук объявила премию за лучшее изложение теории приливов. Ее получили авторы четырех работ, а именно: Д. Бернулли, Эйлер, Маклорен и Кавальери. Первые трое принимали не только гипотезу тяготения, но и теорию Ньютона в ее полном объеме. Значительная часть работы Бернулли сохранила свое значение до настоящего времени. Мемуары Эйлера и Маклорена свидетельствуют о замечательных успехах математических знаний, но мало дают собственно теории приливов...

Ничего важного с той поры не было прибавлено к теории приливов, пока ею не заинтересовался (в 1774 г.) великий французский математик Лаплас. Именно он впервые выяснил всю трудность проблемы и показал, что вращение Земли — главный фактор в ее решении. Современная постановка вопроса о явлении приливов дана Лапласом, хотя форма изложения теперь уже значительно отличается от предложенной им...

Кельвин должен считаться инициатором нового мощного метода изучения колебаний приливного характера. Его метод аналогичен тому, который уже давно применяется при изучении движения Луны и планет. Разница между законами движения Луны и законами приливных явлений, однако, так велика, что на первый взгляд можно заметить лишь поверхностное сходство между обоими методами. Так называемый гармонический анализ приливов с каждым днем завоевывает все большее признание ученых как лучший метод, превосходящий все остальные...

Среди всех великих ученых, трактовавших этот вопрос, выделяется, во-первых, Ньютон, а за ним мы должны сейчас же поставить Лапласа. Какие бы в будущем ни появились оригинальные и важные труды по теории приливов, все они неизбежно должны основываться на выводах этих великих людей. Изложение теории океанских приливов, которой я буду придерживаться, основано на работах Ньютона, Бернулли, Лапласа, Кельвина, причем было бы трудно оценить сравнительную важность работы каждого из них...»

В этот ряд великих имен необходимо поставить и имя самого Дж. Дарвина. Изучение приливов — обширная область современной геофизики, и здесь мы можем сказать о ней лишь кое-что имеющее отношение к изучению внутреннего строения Земли. У нас в СССР эти работы прово-

дятся под общим руководством чл.-корр. АН СССР П. П. Шарийского.

Приливы наблюдаются в океанах, атмосфере и в теле Земли. Именно приливы в теле твердой Земли и называются земными приливами. Из-за приливообразующей силы, которая действует на Землю со стороны Луны (и в меньшей мере Солнца), происходят периодические колебания гравитационного поля Земли и уровня земной поверхности. Амплитуда откликов Земли на приливообразующую силу зависит от распределения упругих модулей и плотности в недрах планеты. Сравнивая наблюдаемые значения этих откликов Земли с теоретически рассчитанными, мы контролируем модель Земли. Приливообразующую силу можно рассчитать практически с любой точностью, и это дает возможность исследовать поведение твердой Земли в известном внешнем периодическом поле в диапазоне периодов от полусуток до полутора лет. Напомним, что периоды объемных сейсмических волн $\sim 0,1-10$ с, поверхностных волн $\sim 10-150$ с и, наконец, собственных колебаний Земли $\sim 3-55$ мин. Если бы недра Земли были идеально упругими, то их свойства не зависели бы от периодов колебаний, с помощью которых они изучаются. В действительности материал земных недр не является идеально упругим, и поэтому свойства земных недр несколько различаются в разных частотных интервалах. Изучение неупругости земных недр является актуальной задачей геофизики, и об этом мы более подробно расскажем в гл. 3.

Следующая проблема, привлекающая внимание геофизиков, — это приливное трение, которое тормозит вращение Земли и систематически увеличивает продолжительность суток.

Если рассматривать прилив только от Луны, то систему Земля — Луна можно считать замкнутой системой, для которой должны выполняться законы сохранения энергии и момента количества движения. Замедление вращения Земли из-за приливногo трения приводит к увеличению орбитального момента количества движения Луны. В результате Луна испытывает систематическое отодвигание от Земли, и ее орбита расширяется. Вопрос об эволюции лунной орбиты связан с проблемой происхождения Луны, и, кроме того, эволюция лунной орбиты содержит ценную информацию о свойствах Земли в раннюю эпоху после ее образования. Эти вопросы будут затронуты в конце книги, после того как мы познакомимся с данными о Луне,

полученными в результате космических исследований. Здесь же мы остановимся на основных понятиях, имеющих отношение к земным приливам.

Поясним кратко идею возникновения прилива и приливного трения (рис. 17). Для конкретности рассмотрим случай земных приливов, вызываемых Луной. Луна обращается не вокруг центра Земли, а оба тела вращаются

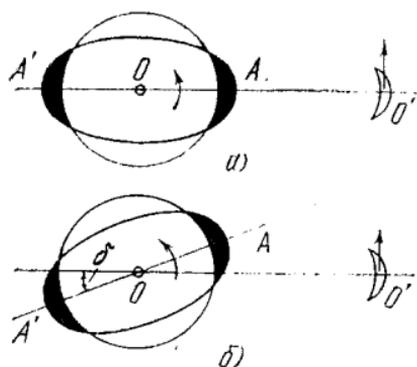


Рис. 17. а) Приливный выступ для идеально упругой планеты; при наличии трения (из-за отклонения свойств вещества Земли от идеальных и из-за приливного трения в океанах) возникает запаздывание максимума прилива. б) Смещенный с оси вследствие трения приливный выступ вызывает замедление вращения Земли из-за момента сил, возникающего при взаимодействии Луны и приливного выступа; этот же момент сил увеличивает момент количества движения Луны по орбите, вследствие чего Луна отодвигается от Земли.

вокруг центра масс, общего для Земли и Луны. Сам центр масс можно считать движущимся по инерции или по эллиптической траектории вокруг Солнца, что для нашего рассмотрения несущественно. Тогда расстояние центра масс до центра Земли

$$r_3 = \frac{M_{\text{Л}} c}{M_3 + M_{\text{Л}}}, \text{ а до центра Луны } r_{\text{Л}} = \frac{M_3 c}{M_3 + M_{\text{Л}}}.$$

Такая как отношение масс Земли и Луны $M_3/M_{\text{Л}} \sim 81$, а $c \approx 60R_3$ (R_3 — радиус Земли), то центр масс отстоит от центра Земли на расстояние $3/4 R_3$.

Вначале рассмотрим случай идеально упругой Земли, не вращающейся вокруг своей оси. Тогда совместное дей-

ствие гравитационного поля Луны и поля центробежных сил, действующих на Землю из-за ее обращения вокруг центра масс системы Земля — Луна, и составит приливообразующую силу. Получается, что на центр Земли действует приливообразующая сила, равная нулю. Именно, в центре Земли из-за вращения Земли относительно центра масс сила гравитационного притяжения Луны в точности уравнивается центробежной силой. В точке А (рис. 17, а) притяжение Луны максимальное, а направленная в ту же сторону центробежная сила минимальна. В результате сложения этих двух сил мы получаем максимальную приливообразующую силу, направленную в сторону Луны. Наоборот, в точке А' максимальна направленная от Луны центробежная сила, а гравитационная сила притяжения Луны минимальна. Разность этих двух

сил равна по величине приливообразующей силе, действующей на точку A' , но направлена в противоположную сторону. В остальных точках тела Земли приливообразующая сила имеет промежуточное значение как по величине, так и по направлению. В результате планета приобретает небольшую сферoidalную деформацию с наибольшей осью, расположенной вдоль линии центров обоих тел. Реальный масштаб изменений экваториального радиуса планеты невелик и составляет несколько десятков сантиметров. На рис. 17 эта деформация показана в утрированном виде.

Предположим вначале, что недра Земли идеально упругие. Тогда, поскольку Земля вращается значительно быстрее, чем Луна обращается вокруг нее по орбите, приливные выступы при вращении Земли будут перемещаться по планете, все время оставаясь на линии центров OO' . В этом случае вследствие симметрии не возникает момента сил, действующего на Луну, так что осредненное влияние приливного эффекта на орбитальные параметры Луны за длительный промежуток времени обращается в нуль. Следовательно, сохраняется не только момент количества движения системы Земля — Луна, но и момент количества движения Земли и Луны по отдельности, так как нет передачи момента. В случае отклонения свойств Земли от идеальных деформация в данной точке будет запаздывать на некоторый угол δ от направления силы (напряжения), ее вызывающего. В результате максимальная деформация в данной точке будет возникать чуть позже, чем максимальное напряжение, направленное вдоль линии центров. Из-за того, что Земля вращается вокруг своей оси быстрее, чем Луна обращается вокруг Земли, приливный выступ выносится вращением Земли вперед относительно линии центров. Наоборот, если бы планета вращалась медленнее обращения спутника по орбите, то приливный горб отставал бы от линии центров и все эффекты приливного трения имели бы обратный знак.

Приливное трение на Земле возникает как из-за отклонения земных недр от идеальной упругости, так и вследствие трения морских приливных волн о дно в мелких морях. Последний эффект на Земле является определяющим и приводит к весьма большому углу запаздывания земных приливов $\delta \approx 2 \div 4^\circ$. Теперь легко видеть, как действует приливное трение. Из-за того, что приливный горб A ближе к Луне, чем горб A' (рис. 17, б), воз-

выкает момент сил, направленный навстречу моменту вращения Земли вокруг своей оси, и, таким образом, тормозящий вращение Земли. Так как выступ A ближе к Луне, чем выступ A' , и вынесен вперед, он стремится ускорить движение Луны по ее орбите, т. е. увеличить ее орбитальный момент количества движения. Этот же эффект может быть получен и чисто формально, исходя из закона сохранения момента количества движения системы Земля — Луна. Таким образом, приливное трение приводит к замедлению вращения Земли и отодвиганию Луны от Земли.

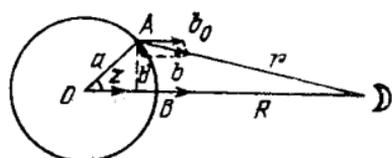


Рис. 18. Приливная сила в точках A и B .

Приливообразующий потенциал W_t в произвольной точке A , расположенной на поверхности Земли, имеет вид (рис. 18)

$$W_t = \frac{GM}{R} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{a}{R}\right)^n P_n(\cos z), \quad (34)$$

где G — гравитационная постоянная, M — масса возмущающего тела (в нашем случае это масса Луны $M_{\text{л}}$), a — радиус Земли (Земля считается сферой радиуса a), R — расстояние между центрами масс Земли и Луны, z — угол AOB , $P_n(z)$ — полиномы Лежандра, о которых мы говорили выше. Поскольку отношение a/R весьма мало ($\sim 1/60$), в общей формуле (34) достаточно удержать всего один член с $n=2$. Можно сказать, что приливообразующий потенциал по сравнению с ньютоновской частью потенциала Луны ($GM_{\text{л}}/R$) ослаблен в $(a/R)^2$ раз и, следовательно, мал. Легко подсчитать изменение ускорения на поверхности Земли в точке B , лежащей на линии центров Земля — Луна. В этой точке $z=0$, а изменение ускорения силы тяжести из-за действия приливообразующей силы равно

$$\begin{aligned} \Delta g_t &= \frac{dW_t}{da} = \frac{2GM_{\text{л}}a}{R^3} P_2(1) = \\ &= \frac{2 \cdot 6.67 \cdot 10^{-8} \cdot 7.3 \cdot 10^{25} \cdot 6.37 \cdot 10^8}{(3.84 \cdot 10^{10})^3} \approx 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ см/с}^2 = 0.11 \text{ мГал}^* \end{aligned}$$

*) В гравиметрии ускорение силы тяжести измеряют в галах (в честь Галилея). 1 Гал = 1 см/с²; малые ускорения измеряются в миллигалах (1 мГал = 10⁻³ Гал) и микрогалах (1 мкГал = 10⁻⁶ Гал). Приливные колебания составляют десятые доли миллигала.

Следовательно, $\Delta g_i \sim 10^{-7}g$, где $g \sim 10^3$ Гал — ускорение силы тяжести на поверхности Земли.

Для количественной характеристики отклика твердой Земли на прилив Лява в 1909 г. ввел два безразмерных параметра k и h — числа Лява. Число k равно отношению дополнительного потенциала, возникающего из-за приливной деформации Земли, к приливообразующему потенциалу на поверхности Земли; число h — отношению высоты земного прилива к высоте соответствующего статического океанического прилива на абсолютно твердой Земле (т. е. к высоте подъема эквипотенциальной поверхности абсолютно твердой Земли под действием приливообразующего потенциала). По современным данным значения чисел Лява для полусуточных или суточных волн равны

$$k = 0,301, \quad h = 0,609.$$

Амплитуда приливной вариации силы тяжести измеряется гравиметрами и определяется гравиметрическим фактором $\delta = 1 + h - \frac{3}{2}k$ ($\delta = 1,158$). Наклономерные измерения позволяют определить другую комбинацию чисел Лява, $\gamma = 1 + k - h$ ($\gamma = 0,692$).

Прилив в теле Земли представляет собой вынужденное связанное колебание упругого и гравитационного полей земных недр. Поэтому для теоретического расчета чисел Лява необходимо решить связанную систему уравнений теории упругости и теории гравитационного потенциала. Впервые для реальной модели Земли числа Лява были рассчитаны независимо в начале 50-х годов японским геофизиком Х. Такеучи и М. С. Молоденским. При сравнении наблюдаемых значений чисел Лява с теоретически рассчитанными приходится вводить в наблюдения поправку за влияние океана и некоторые другие. В целом теория и наблюдения находятся в хорошем соответствии. Это служит одним из указаний на достоверность современных моделей внутреннего строения Земли.

Глава 3

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЗЕМЛИ

«В настоящем труде невозможно пытаться хотя бы приблизиться к полному рассмотрению проблем, связанных с колебаниями твердых тел; и все же простейшие части теории, по-видимому, невозможно обойти. Мы ограничимся здесь случаем изотропного вещества...».

Дж. В. Стратт (лорд Рэлей),
«Теория звука».

3.1. Открытие и общие свойства

К. Е. Буллен в книге «Введение в теоретическую сейсмологию» следующим образом описывает открытие собственных колебаний Земли: «В 1960 г. в Хельсинки во время съезда Международной ассоциации сейсмологии и физики земных недр состоялось одно из наиболее драматических научных заседаний, на котором автор когда-либо присутствовал.

Пресс выступил с сообщением о том, что Бенъофф снова записал длиннопериодные волны, на этот раз от Чилийского землетрясения 22 мая 1960 г. Вслед за этим выступил Слехтер, который заявил, что его группа записала аналогичные длиннопериодные волны, но не с помощью сейсмографа, а с помощью приливного гравиметра Лакоста — Ромберга. Сравнение доложенных результатов показало, что ряд периодов, наблюдавшихся обеими группами исследователей, находится в хорошем согласии, в особенности это касается периодов около 54; 35,5; 25,8; 20; 13,5; 11,8 и 8,4 мин., но некоторые периоды группы Бенъоффа были пропущены на записях группы Слехтера. Пекерис, который также присутствовал на заседании, ознакомившись с пропущенными периодами, заявил, что эти периоды, по его вычислениям, соответствуют крутиль-

ным колебаниям и не должны регистрироваться гравиметрами. Таким образом, обе группы наблюдений оказались в замечательном согласии друг с другом, и все сомнения относительно истинности записи собственных длиннопериодных колебаний отпали...».

Собственные колебания Земли — это новая и, пожалуй, наиболее перспективная область геофизического поиска, а их экспериментальное обнаружение — одно из интереснейших и наиболее крупных достижений геофизики и современного естествознания вообще. В экспериментальном плане собственные колебания стыкуют сейсмологию и гравиметрию. Действительно, при собственных колебаниях происходит механическое «дрожание» тела Земли, которое сейсмологи регистрируют с помощью длиннопериодных сейсмографов. Эти механические колебания всей Земли в целом, как упругого тела, сопровождаются «дрожанием» гравитационного поля Земли, которое регистрируется гравиметрами высокой чувствительности. Таким образом, собственные колебания Земли представляют собой связанные колебания упругого и гравитационного полей. Спектр этих колебаний линейчатый, т. е. он распадается на дискретные частоты — собственные частоты Земли (рис. 19).

Определение периодов собственных колебаний сводится к разложению временных рядов, записанных прибором, на элементарные гармоники. Эта операция выполняется на ЭВМ и сводится к умножению временной записи на синусоидальную волну заданной частоты ω и интегрированию по времени. В результате такого анализа Фурье получают фурье-компоненту $S(\omega)$ записи, которую также называют спектральной плотностью или амплитудной спектральной плотностью. При такой операции уничтожаются компоненты всех частот, кроме заданной, а результат $S(\omega)$ пропорционален амплитуде гармоники частоты ω во временной записи. Проходя так последовательно всю полосу частот в диапазоне собственных колебаний, получаем функцию спектральной плотности $S(\omega)$ с пиками при $\omega = \omega_i$ (ω_i — собственные частоты Земли). Спектр мощности определяется как отношение квадрата абсолютной величины спектральной плотности амплитуд к интервалу времени интегрирования при фурье-анализе. Интегрируя спектр мощности по всей полосе частот, получим мощность, заключенную в спектре собственных колебаний, равную энергии собственных колебаний, деленной на продолжительность записи.

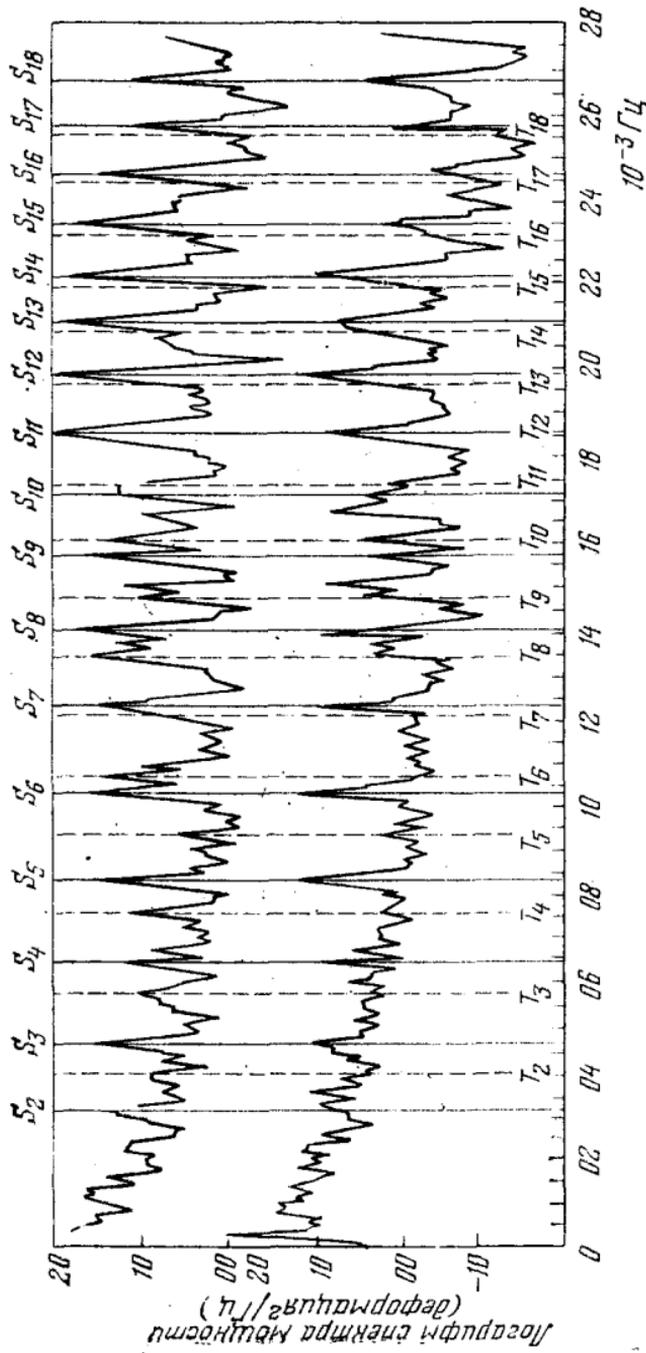


Рис. 19. Логарифм спектра мощности Чилийского (22 мая 1960 г.) (вверху) и Аляскинского (28 марта 1964 г.) (внизу) землетрясений как функция частоты по записям стрейн-сейсмографов на станции Изабелла (Калифорния). Показаны основные тоны на сферoidalных колебаниях ($S_2 - S_{18}$) и основные тоны крутильных колебаний ($T_2 - T_{18}$). Описание обозначений см. в тексте.

Подобно тому как масса Земли M и ее момент инерции I являются интегральными параметрами Земли и определяются распределением плотности в ее недрах, собственные частоты или, что то же самое, собственные периоды также являются интегральными параметрами Земли. Однако как интегральные параметры Земли собственные частоты представляют собой более сложные величины, чем масса M и момент инерции I , так как они зависят не только от распределения плотности в Земле, но и от распределения ее упругих параметров: модуля сжатия и модуля сдвига, а также распределения гравитационного поля в недрах планеты. В настоящее время измерено около тысячи собственных частот Земли. Таким образом, к двум интегральным параметрам Земли M и I в последнее десятилетие было добавлено еще около тысячи новых интегральных параметров. Нам представляется, что констатация этого замечательного факта сама по себе настолько красноречива, что не требует комментариев.

До сих пор мы подчеркивали скорее практическое значение собственных колебаний Земли. Однако исследование собственных колебаний и в теоретическом плане представляет не меньшее значение. Это обусловлено тем, что собственные колебания Земли, можно сказать, представляют ее элементарные возбуждения, ее упруго-гравитационные кванты. Любое сложное возмущение Земли при детальном теоретическом анализе следует раскладывать по собственным колебаниям, т. е. определять, с каким весом в рассматриваемый сигнал произвольной формы входят различные собственные колебания. Естественно, что прежде чем раскладывать сложные возмущения по собственным частотам, необходимо теоретически изучить сами собственные колебания Земли. Когда мы рассказывали выше о гравитационном поле Земли, то отмечали, что сферические функции являются собственными функциями Земли, так как форма Земли близка к сфере. Собственные тона, т. е. картины смещений, возникающие при данном собственном колебании, и представляют конкретную реализацию в теле Земли соответствующей собственной функции. Угловая часть функции рассматриваемого тона является сферической функцией. Таким образом, исследуя собственные колебания, мы тем самым изучаем собственные функции Земли.

Начало современным исследованиям собственных колебаний земного шара было положено в 1954 г., когда ведущий американский сейсмолог-экспериментатор Г. Бень-

офф при анализе сейсмограмм Камчатского землетрясения 1952 г. отождествил фазу с периодом 57 мин. с основным сфероидальным колебанием Земли.

История вопроса восходит к основополагающей работе Пуассона (1828 г.), в которой он изучил радиальные колебания упругой сферы, и связана с именами знаменитых английских ученых Лэмба, Дженса, Рэлея и Лява, которые дали классификацию собственных колебаний упругой сферы, а затем обобщили уравнения теории упругости на случай гравитирующих тел, что необходимо при рассмотрении колебаний тел планетарных размеров. В заключение этого раннего периода исследований Ляв в 1911 г. вычислил периоды некоторых собственных колебаний гравитирующего шара с размерами Земли, постоянными модулями и плотностью, равными некоторым средним значениям. Оказалось, что значения периодов лежат в интервале от нескольких минут до одного часа.

Три обстоятельства тормозили дальнейшие исследования: отсутствие приборов, которые позволили бы зарегистрировать собственные колебания; отсутствие достаточно достоверной картины внутреннего строения Земли; отсутствие быстродействующих вычислительных машин, что не позволяло теоретически рассчитать собственные частоты для реальных моделей Земли.

Как раз примерно в 1954 г. трудности, связанные со всеми этими причинами, были преодолены. Правильно оценив представившиеся возможности, американские геофизики Беньофф, Лакост, Юинг и Пресс стали готовить сейсмометрическую и гравиметрическую аппаратуру к регистрации собственных колебаний. В то же время теоретики Х. Пекерис, З. Альтерман и Х. Ярош по предложению Беньоффа обратились к теории вопроса.

Собственные колебания Земли делятся на два класса:

а) крутильные колебания, вектор смещения которых перпендикулярен к радиусу сферы, за которую с хорошим приближением принимается Земля;

б) сфероидальные колебания; в них вектор смещения имеет составляющие и по радиусу, и по азимутальным направлениям.

Смещения для каждого собственного колебания пропорциональны сферической функции n -го порядка.

Основное сфероидальное собственное колебание соответствует $n = 2$ и характеризует движения, при которых сфера деформируется в сфероид. Отсюда и название всего класса, хотя колебания с $n \geq 3$ приводят к более слож-

ным фигурам. При $n = 0$ сфероидальные колебания вырождаются в радиальные со смещениями вдоль радиуса.

При математическом описании поля упругих смещений при собственных колебаниях Земли используют сферическую систему координат (r, θ, λ) : r — радиус, расстояние от центра сферы, θ — полярный угол, λ — долгота. Компоненты вектора смещений $u(u_r, u_\theta, u_\lambda)$ для крутильных колебаний имеют вид

$$\left. \begin{aligned} u_r \equiv u \equiv 0, \quad u_\theta \equiv v &= \frac{W(r)}{\sin \theta} \frac{\partial S_n^m(\theta, \lambda)}{\partial \lambda} \sin \omega t, \\ u_\lambda \equiv w &= -W(r) \frac{\partial S_n^m(\theta, \lambda)}{\partial \theta} \sin \omega t, \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

где $\omega = \frac{2\pi}{T}$ — собственная частота, T — собственный период, t — время, $S_n^m(\theta, \lambda) = P_n^m(\cos \theta) \cos m\lambda$ или $P_n^m(\cos \theta) \sin m\lambda$ — компоненты сферических функций, о которых мы подробно говорили во второй главе [см. формулу (31)]. Компонента v , направленная по оси θ (по меридиану), пропорциональна производной S_n^m по λ , т. е. $\left(\frac{\partial S_n^m}{\partial \lambda}\right)$, а компонента w , направленная по широтному

кругу, пропорциональна $\frac{\partial S_n^m}{\partial \theta}$. Так как S_n^m состоит из косинусов, а математическая операция взятия производной переводит синус в косинус и косинус в минус синус, то фактически смещения при крутильных колебаниях описываются произведением радиальных функций $W(r)$ и известной угловой функции типа полиномов от синусов и косинусов. Преимущество сферической системы координат заключается в том, что в ней «разделились» переменные (функции от r и функции от θ, λ) и задача из трехмерной стала одномерной, так как для ее решения достаточно определить $W(r)$. Для математического решения задачи это является колоссальным облегчением. Таким образом, крутильные колебания могут быть охарактеризованы всего одной функцией радиуса $W(r)$ и частотой ω . При крутильных колебаниях радиальная компонента смещений u тождественно равна нулю, и материальные частицы земных недр колеблются каждая на своей сфере. Далее, смещения описываются произведением функций координат на функцию времени; следовательно, собственные колебания — это стоячие волны.

Компоненты вектора смещений при сфероидаьных колебаниях определяются двумя новыми функциями радиуса $U(r)$ и $V(r)$:

$$\left. \begin{aligned} u &= U(r) S_n^m \sin \omega t, \\ v &= V(r) \frac{\partial S_n^m}{\partial \theta} \sin \omega t, \\ w &= \frac{V(r)}{\sin \theta} \frac{\partial S_n^m}{\partial \lambda} \sin \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Мы видим, что в стоячей сфероидаьной волне все три компоненты смещения отличны от нуля, функция $U(r)$ определяет радиальную компоненту смещения, а $V(r)$ характеризует смещение в плоскости, перпендикулярной к радиусу. При сфероидаьных колебаниях колеблется также гравитационное поле Земли. Математически колебания гравитационного потенциала Земли записывают в следующем виде:

$$\psi = P(r) S_n^m \sin \omega t. \quad (37)$$

Система уравнений движения, которой подчиняются сфероидаьные колебания, содержит как функции $U(r)$ и $V(r)$, так и $P(r)$. Эти уравнения не разделяются на уравнения только для $U(r)$ и $V(r)$ и только для $P(r)$. Поэтому и говорят, что сфероидаьные колебания являются связанными колебаниями упругого и гравитационного полей земных недр.

Крутильные колебания, в отличие от сфероидаьных, не связаны с изменением объема и формы планеты, поэтому они не изменяют гравитационное поле Земли и не регистрируются гравиметрами. Сейсмографы записывают колебания обоих типов. Поэтому сравнение спектра частот, записанного сейсмографами, со спектром, записанным гравиметрами, позволяет экспериментально разделить эти два класса колебаний.

Благодаря тому, что земное ядро жидкое, а крутильные колебания являются поперечными колебаниями (аналогично поперечным волнам), они связаны лишь с твердыми областями Земли и определяются распределением плотности ρ и модуля сдвига μ в мантии и коре. Следовательно, сравнение теоретического спектра частот для различных моделей Земли с экспериментальным дает возможность уточнить реальную модель Земли. Такое сравнение было произведено, и оказалось, что из двух конкурирующих моделей Земли: а) модели Гутенберга

со слоем пониженных скоростей сейсмических волн на глубинах $\sim 50-250$ км и б) модели Джеффриса, не обладающей таким слоем, — собственные колебания весьма убедительно отдают «предпочтение» модели Гутенберга. До этих исследований модель Джеффриса пользовалась большим распространением.

Сферондальные колебания захватывают всю Землю, что позволяет наряду с корой и мантией изучать и ядро Земли. Важнейшим свойством собственных колебаний является то, что с ростом номера колебания n они вытесняются из центральных областей планеты к поверхности. Получается так, что чем ниже порядок колебания n , тем сильнее смещение в этом колебании погружено в земные недра (рис. 20). Частоты собственных колебаний растут с ростом n . Таким образом, низкие тона можно использовать для зондирования глубоких слоев, а высокие — для зондирования наружных слоев. В результате различные частотные интервалы определяются свойствами различных областей земных недр. Следовательно, собственные колебания позволяют изучать не только интегральные свойства земного шара, подобно приливам в теле Земли, но и дифференциальные.

Весь спектр собственных колебаний Земли впервые был зарегистрирован после сильнейшего Чилийского землетрясения в мае 1960 г. тремя группами авторов: Веньоффом, Прессом и Смитом; Нессом, Гаррисоном и Сликхтером; Олсопом, Саттоном и М. Юнгом. Определенные экспериментально частоты оказались в прекрасном согласии с частотами, рассчитанными теоретически для моделей Земли со слоем пониженных скоростей сейсмических волн. Слой пониженных скоростей в верхней мантии является одной из важнейших сейсмических особенностей Земли. В связи с тем, что сейсмология наружных слоев нашей планеты исключительно сложна, в геофизике многие годы шла оживленная дискуссия о том, имеется такой слой в Земле или нет. Данные о собственных колебаниях поставили точку в этом споре, хотя дискуссия о детальном строении слоя низких скоростей продолжается.

Если пренебречь отклонением Земли от сферической симметрии и ее вращением, то частоты (или периоды $\frac{2\pi}{\omega}$) собственных колебаний зависят от двух индексов: широтного индекса n — номера колебания и радиального индекса j — номера обертона. Соответственно,

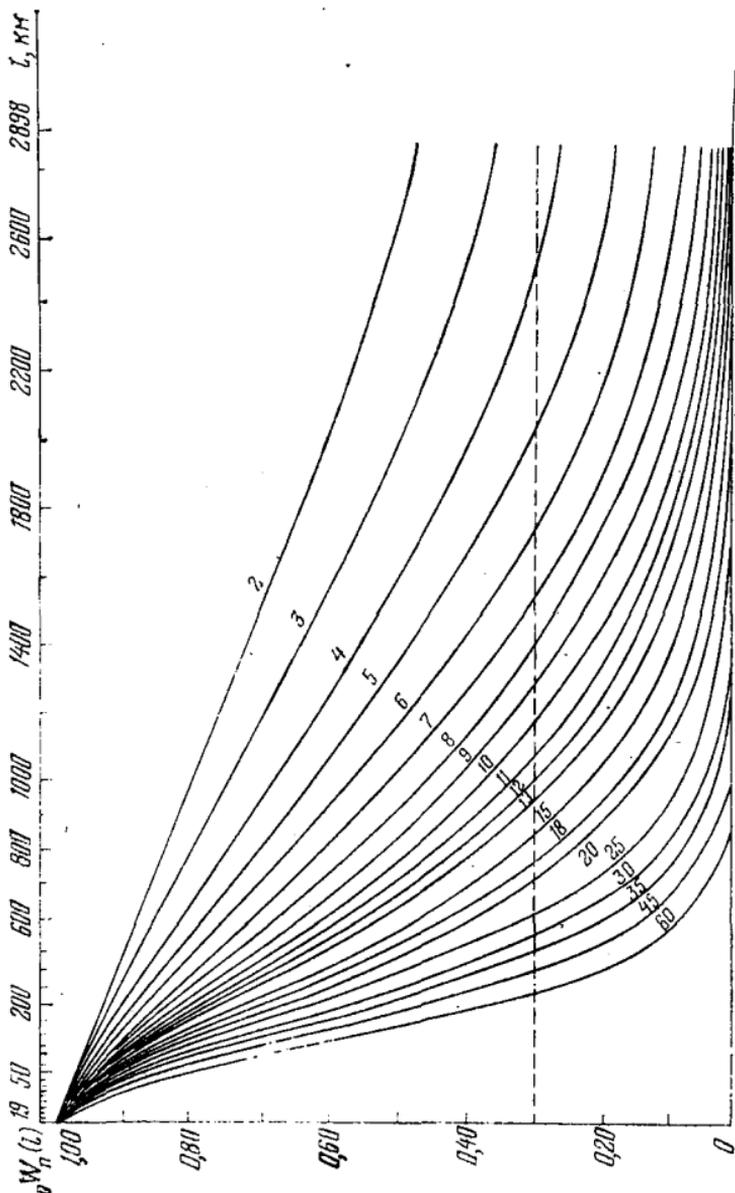


Рис. 20а. Графики функций, пропорциональных смещениям, для собственных колебаний Земли. Функции $\phi W_n(t)$, где t — глущина, для основного кругового тона ($j=0$), $n=2-60$. На поверхности Земли все функции нормированы на единицу. Грубо говоря, собственные тона могут зондировать лишь те зоны земных недр, где их смещение $\phi W_n(t) \geq 0.3$. Прерывистая линия, параллельная оси глубин, с амплитудой 0,3 пересекает кривые $\phi W_n(t)$ в зависимости от n на разных глубинах. По этому рисунку легко ориентироваться, какие собственные частоты можно использовать для изучения той или иной зоны земных недр.

как для самих крутильных и сферoidalных колебаний, так и для их периодов используют стандартные обозначения ${}_jT_n$ и ${}_jS_n$. Так, например, ${}_0S_2$ обозначает основной тон второго сферoidalного колебания, ${}_1S_0$ — первый обертон радиального колебания (при $n=0$ сферoidalные колебания переходят в радиальные). Для основных тонов ($j=0$) индекс ноль слева часто опускают и пишут просто T_n и S_n .

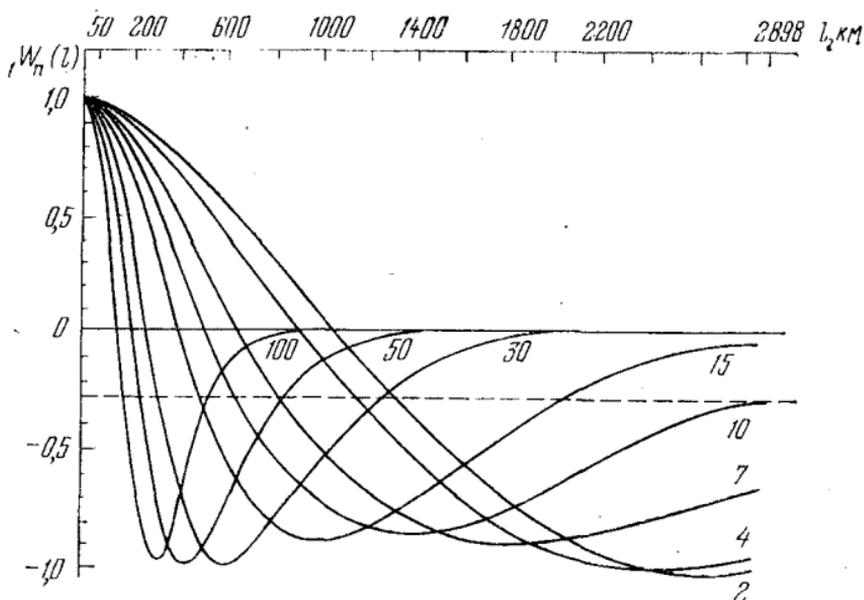
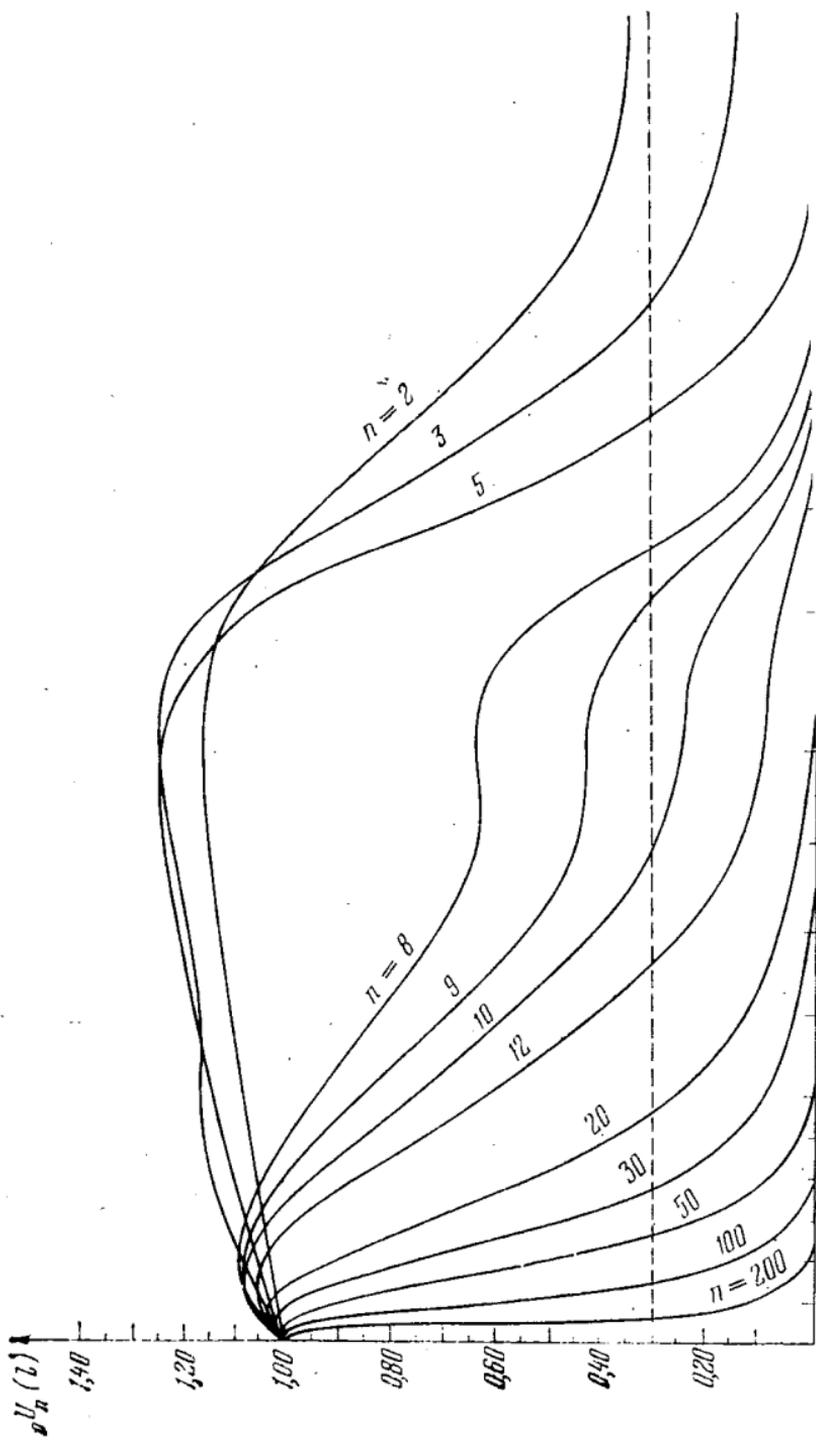


Рис. 206. Графики функций, пропорциональных смещениям, для собственных колебаний Земли. Функции ${}_1W_n(l)$ для первого крутильного обертона ($j=1$), $n=2-100$ (см. пояснения к рис. 20а).

Функции радиуса для крутильных колебаний ${}_0W_n(r)$ [см. формулу (35) и (рис. 20а)] и сферoidalных колебаний ${}_0U_n(r)$ [(см. формулу (36) и (рис. 20в)] основных тонов ($j=0$) не имеют узлов. Для первого обертона ($j=1$) (рис. 206) эти функции имеют по одному узлу, для второго ($j=2$) — по два и т. д.

Важным свойством обертоновых функций является то, что при заданном n и росте j они все более погружаются в земные недра и таким образом несут все большую информацию о глубинах планеты. Мы уже упоминали, что в настоящее время из наблюдений определено более тысячи собственных периодов Земли.

Вместе с рядом по обертонам при данном n ($j=0, 1, 2, 3, \dots$) большое значение имеет ряд по n при заданном j ($n=2, 3, 4, \dots$). Последние ряды имеют свое



названне; так,

$${}_0\omega_n = f_0(n) \quad \text{при } j = 0$$

называется нулевой ветвью собственных частот (или периодов) или нулевой модой;

$${}_1\omega_n = f_1(n) \quad \text{при } j = 1$$

называется первой ветвью собственных частот или первой модой. Как мы видели, в соотношениях (35)—(37), описывающих собственные колебания, координатные и временные функции разделены. Это означает, что собственные колебания являются стоячими волнами. Можно легко показать, что при больших n и $m = 0$ каждое собственное крутильное колебание можно рассматривать как результат интерференции двух бегущих волн Лява равной амплитуды; аналогично сфероидальное колебание есть результат интерференции волн Рэлея. В результате получаются фундаментальные формулы, связывающие длину волны λ и фазовую скорость C волн Лява и Рэлея с частотой ω и номером n соответствующих колебаний,

$${}_j C_n = \frac{R_j \omega_n}{n + \frac{1}{2}}, \quad {}_j \lambda_n = \frac{2\pi_j C_n}{{}_j \omega_n} = \frac{2\pi R}{n + \frac{1}{2}}, \quad (38)$$

где R — средний радиус Земли. Мощные математические методы, развитые в теории собственных колебаний, позволяют с помощью (38) определять дисперсионные кривые для поверхностных волн, о которых мы упоминали в первой главе. Вначале рассчитываются ветви частот $\omega_n = f_j(n)$ ($j = 0, 1, 2, \dots$). Затем определяют дисперсионные кривые для фазовой C_j и групповой U_j скоростей

$$C_j = C_j(\omega) \quad \text{и} \quad U_j = R \frac{d_j \omega_n}{dn} \quad (39)$$

для нулевой ветви (моды) $j = 0$, первой моды $j = 1$ и т. д.; правда, нужно помнить, что в случае поверхностных волн $j = 0$ называют первой модой, $j = 1$ — второй и т. д.

3.2. Диссипативные свойства земных недр

В работе автора, опубликованной в начале 1962 г., было указано, что метод собственных колебаний позволяет в грубых чертах определить новую характеристику земных недр. Речь идет о так называемой диссипативной

функции Q_μ , которая является мерой рассеяния механической энергии в различных слоях планеты. В электротехнике Q определяет добротность электрических контуров. В механике диссипативную функцию Q_μ можно назвать механической добротностью системы; она равна отношению энергии, накопленной в системе, к энергии, рассеянной в течение цикла [см. формулу (4) в § 1.2]. Q_μ определяют или по ширине спектральной линии, или по спадаанию со временем амплитуды собственных колебаний. Величину Q_μ можно также рассматривать как «меру идеальности» упругости среды. Чем больше значение Q_μ , тем меньшая часть механической энергии при колебаниях рассеивается и переходит в тепло, тем ближе среда к идеально упругой. Поясним теперь, почему у Q_μ стоит индекс μ . В § 1.2 при рассмотрении затухания объемных P - и S -волн мы у соответствующих Q поставили индексы P и S [см. формулу (3)], показывая тем самым, к каким волнам относится рассматриваемое Q .

При собственных колебаниях или при распространении волн в недрах Земли возникают напряжения. Любое напряжение (или напряженное состояние) можно разложить на две части: напряжение чистого сдвига и напряжение всестороннего сжатия (или растяжения). Часть напряжения, представляющая напряжение чистого сдвига, пропорциональна модулю сдвига μ , а другая часть напряжения — напряжение всестороннего сжатия — пропорциональна модулю сжатия K . Процессы всестороннего сжатия являются практически идеально упругими по сравнению со сдвиговыми процессами. Затухание собственных колебаний, и, видимо, всех остальных механических колебаний земных недр происходит из-за отклонения материала от идеальной упругости по отношению к сдвиговым напряжениям. Образно это передают словами, говоря, что рассеяние механической энергии связано с релаксацией модуля сдвига μ . Количественной мерой этого рассеяния является величина Q_μ [см. формулу (4)]. Из-за того, что неупругость среды при процессах всестороннего сжатия (расширения) много меньше, чем при сдвиговых процессах, говорят, что модуль сжатия K не релаксирует, и соответствующую количественную меру «объемной» добротности Q_K полагают равной бесконечности, $Q_K = \infty$.

Таким образом, задача заключается в подборе такого распределения $Q_\mu(l)$ с глубиной, чтобы получить согласие рассчитанных значений мер затухания крутильных

$Q_{T,n}$ и сферондальных $Q_{S,n}$ тонов с наблюдаемыми значениями этих величин. При этом амплитудные коэффициенты затухания собственных колебаний $j\alpha_{T,n}$ и $j\alpha_{S,n}$ связаны с $Q_{T,n}$ и $Q_{S,n}$ простыми формулами

$$j\alpha_{T,n} = \frac{j^0_{T,n}}{2jQ_{T,n}}, \quad j\alpha_{S,n} = \frac{j^0_{S,n}}{2jQ_{S,n}} \quad (40)$$

затухание амплитуды $\sim e^{-\alpha t}$.

Если обратиться к рис. 20, на котором показаны распределения смещений с глубиной, то легко понять, почему наблюдения затухания различных гармоник спектра собственных колебаний позволяют найти распределение $Q_{\mu}(l)$ с глубиной. Действительно, смещения в разных тонах погружены в недра Земли на различные глубины,

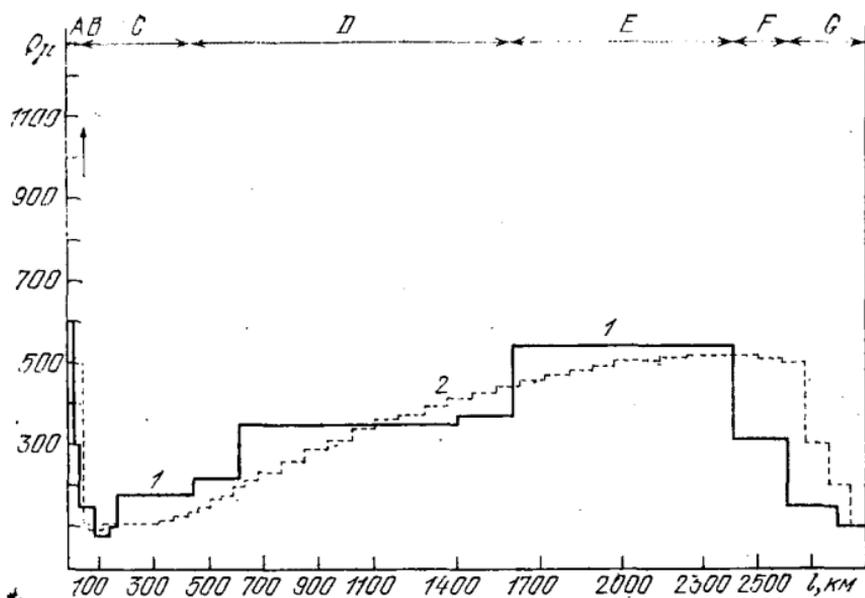


Рис. 21. Распределение механической добротности $Q_{\mu}(l)$ в коре и мантии Земли. А (0—38 км) — 1-я зона высоких Q_{μ} (упругая литосфера); В (38—90 км) — неупругая литосфера; С (90—450 км) — 1-я зона низких Q_{μ} ; D (450—1600 км) — 1-я зона промежуточных Q_{μ} ; E (1600—2400 км) — 2-я зона высоких Q_{μ} ; F (2400—2600 км) — 2-я зона промежуточных Q_{μ} ; G (2600—2885 км) — 2-я зона низких Q_{μ} . 1 — модифицированное распределение Q_{μ} , полученное В. М. Дорофеевым и В. Н. Жарковым (1978 г.); 2 — модель SL8 (Андерсон, Харг, 1978 г.).

и их затухание позволяет зондировать распределение механической добротности $Q_{\mu}(l)$ [или диссипативной функции земных педр $Q_{\mu}^{-1}(l)$].

Распределение механической добротности $Q_{\mu}(l)$ в коре и мантии показано на рис. 21. На этом же рисунке

дано разделение коры и мантии на различные зоны по Q_{μ} . Несмотря на то, что распределение $Q_{\mu}(l)$ в недрах Земли еще недостаточно точно определено, тем не менее уже сейчас можно указать ряд особенностей строения коры и мантии по Q_{μ} . Наружный жесткий слой Земли (ее литосфера) разделяется на три зоны: повышенной добротности (0—19 км), $Q_{\mu} \sim 600$; средней добротности (19—38 км), $Q_{\mu} \sim 300$, и пониженной добротности (38—90 км), $Q_{\mu} \sim 150$. Далее следует 1-я зона низких Q_{μ} в мантии Земли (Андерсон, Аршамбо, 1964 г.). Вторая зона низких Q_{μ} расположена у подошвы мантии (В. Н. Жарков, М. Н. и В. М. Дорофеевы, В. М. Любимов, 1974 г.). Две зоны низких Q_{μ} в мантии Земли разделены зоной высоких и зоной промежуточных Q_{μ} .

Найти распределение Q в земном ядре пока не удастся. Можно только сказать, что для жидкого внешнего ядра Q заметно больше, чем для мантии ($Q \gg 1000$). Для твердого внутреннего ядра Земли (глубины ~ 5100 —6371 км) $Q_{\mu} \approx 100 \div 300$.

Остановимся теперь кратко на физической интерпретации неупругости твердых зон земных недр. Этот вопрос все еще остается весьма неопределенным. Видимо, как нулевое приближение; можно предположить, что неупругость в зонах пониженных Q_{μ} и в зонах повышенных Q_{μ} обусловлена различными физическими механизмами.

Конкретный физический механизм диссипации механических колебаний в земных недрах еще недостаточно ясен. Можно только указать следующие четыре общие причины, приводящие к понижению Q_{μ} : 1) близость температуры к температуре плавления; действительно, при относительно высокой температуре кривая зависимости внутреннего трения от температуры для большинства материалов непрерывно растет с ростом температуры, достигая довольно большой величины; это явление известно под названием высокотемпературного фона; 2) наличие в веществе заметного количества инородных примесей; например, в силикатном веществе низов мантии (глубины 2600—2900 км) могут иметься космические «шлаки» типа летучих H_2O , CO_2 и др., которые туда попали как выплавки при образовании и эволюции земного ядра; 3) частичное плавление, причиной которого также может быть наличие указанных выше летучих веществ; 4) релаксация напряжений (скольжение) по границам зерен в поликристаллической мантии Земли при

высоких температурах. Естественно, что все эти причины могут действовать одновременно, но не исключено наличие других факторов, которые сейчас трудно сказать.

Интересной гипотезой является предположение, что обе граничные области мантии Земли представляют собой резервуары космохимических плаков, которые в принципе являются потенциальными источниками тектонических движений.

Учитывая корреляцию низких значений Q_n с высокими температурами T , в свою очередь, корреляции высоких температур с низкими вязкостями, можно предположить наличие в мантии Земли двух астеносферных («размягченных») слоев. Первый астеносферный слой расположен на глубинах 70—270 км в верхней мантии в зоне пониженных скоростей. Второй слой находится у подошвы мантии, и некоторые сведения о нем стали известны только в самое последнее время.

Мы знаем, что температура в наружных слоях Земли (об этом пойдет речь ниже) быстро растет, приближаясь к температуре плавления в зоне пониженных скоростей. Следовательно, наличие минимума Q_n на глубинах 50—300 км служит еще одним указанием на близость температур в этой зоне планеты к температурам плавления. Вопрос о температурах в глубинных недрах Земли, у подошвы мантии, недостаточно определен. Низкие значения Q_n в этой области, видимо, указывают на то, что эти температуры достаточно высокие.

В гл. 8 при рассмотрении конвекции и механизмов тектоники плит (§ 8.4.5) будет выяснено, что в конвективной мантии должны существовать тонкие перегретые зоны ($\Delta l \sim 150—300$ км) — тепловые погранслои. Один из таких перегретых слоев расположен у подошвы мантии на границе с ядром. Тем самым зона низких Q_n у подошвы мантии получила ясное физическое обоснование (В. Н. Жарков, 1981 г.). Можно сделать общий вывод, что зоны низких Q_n в мантии соответствуют тепловым погранслоям. Как будет подробно разъяснено в § 8.4.5, в мантии должен также существовать тепловой погранслой на глубинах $\sim 700—900$ км и, следовательно, в этой же области должна находиться третья зона низких Q_n (эта зона еще недостаточно исследована и поэтому не показана на рис. 21). Более подробно эта новая интерпретация зон низких Q_n в мантии разъясняется в § 8.4.5.

Перечисленные выше четыре общие причины, приводящие к повышению Q_{μ} , в первую очередь относятся к зонам низких Q_{μ} . Еще более неопределенным является вопрос о физических механизмах поглощения в зонах повышенной добротности в мантии Земли. Этот вопрос сложен еще и потому, что затухание в земных недрах в основном определяется зонами низких Q_{μ} и соответственно распределение $Q_{\mu}(l)$ в зонах повышенной добротности определено весьма ненадежно. Тем не менее в последнее время была высказана гипотеза, согласно которой в зонах повышенной добротности может оказаться существенным механизм температурной релаксации в поликристаллах. При прохождении упругой волны в зернах поликристалла возникают небольшие градиенты температуры, выравнивание которых и приводит к рассеянию энергии. Интересной особенностью этого механизма является то, что одинаково важны как процессы рассеяния энергии при сдвиговых деформациях (Q_{μ} конечно), так и процессы рассеяния энергии при объемных деформациях (Q_k конечно), причем $Q_k \ll Q_{\mu}$. Эта гипотеза в настоящее время находится в стадии проверки.

3.3. Динамический модуль сдвига земных недр

Повышение точности и детальности геофизических данных, оценка диссипативных свойств земных недр, о которой мы только что говорили, подготовили почву для принципиально новой постановки задачи о сейсмологической модели Земли. В § 1.2 при рассмотрении затухания объемных сейсмических волн отмечалось, что как лабораторный эксперимент, так и геофизический опыт показывают независимость от частоты (в первом приближении) величины Q_{μ} для горных пород и распределения $Q_{\mu}(l)$ в недрах Земли. В то же время до самого последнего момента считалось, что сейсмологическая модель Земли (или, как часто говорят, «модель Земли») также не зависит от частоты. В последнюю фразу вкладывается утверждение, что распределение модулей упругости $\mu(l)$, $K(l)$ и плотности $\rho(l)$ одно и то же, вне зависимости от того, рассчитываем ли мы времена пробега объемных сейсмических волн (периоды 0,1 ÷ 10 с), дисперсионные кривые поверхностных волн (периоды 10 с — 3 мин.), частоты собственных колебаний Земли (периоды 3 — 55 мин.) или числа Лява для приливов (периоды от полусуток до полутора лет).

Переход от упругих моделей Земли к неупругим как раз и показал, что предположение о независимости модели Земли от частоты является устаревшим и неверным. Более того, неучет этого обстоятельства в значительной мере обесценивает многочисленные построения моделей Земли, выполненные в последнее десятилетие. Скажем сразу же, что распределение плотности в недрах Земли $\rho(l)$ не зависит от частоты; из-за того, что модуль сжатия не релаксирует (при процессах всестороннего сжатия не происходит диссипации энергии механических колебаний в тепло), распределение $K(l)$ также не зависит от частоты. А вот из-за того, что диссипация механических колебаний определяется сдвиговыми процессами (модуль сдвига μ релаксирует), распределение модуля сдвига в недрах Земли $\mu(l)$ зависит от частоты, т. е. более правильно следует писать $\mu(l, \omega)$.

Для разъяснения этого вопроса рассмотрим простейшее реологическое тело — тело Максвелла.

Реология — это наука о механическом поведении неидеально упругих тел. Соответственно реологические тела — это механические модели неидеально упругих тел. Простейшая гукоева модель упругого твердого тела, в которой напряжения линейно зависят от деформаций, а коэффициенты пропорциональности — модули упругости, не является реологической моделью. Эта модель не обладает неупругостью. Возбужденные в гукоевом теле механические колебания продолжались бы неограниченно долго из-за отсутствия затухания. Можно сказать, что гукоевая модель твердого тела — это идеальная, предельная реологическая модель без затухания. Второй идеальной моделью является модель идеальной жидкости, вязкость которой равна нулю. Механические колебания в такой жидкости также не затухают. Таким образом, до самого последнего времени, по существу, рассматривалась предельная идеальная модель Земли, кора, мантия и внутреннее ядро которой считались гукоевым твердым телом, а внешнее ядро — идеальной жидкостью.

Простейшей реологической моделью является ньютонская вязкая жидкость. Энергия механических колебаний в ньютонской жидкости будет диссипировать в тепло из-за вязкого трения. Вообще говоря, вязкая жидкость — это предельный случай реологического тела Максвелла для низких частот (или, что то же самое, для больших периодов). Чисто по-житейски мы всегда легко отличаем жидкость от твердого тела. Но если поставить

вопрос научно, то это потребует специального определения. Действительно, можно определить жидкость как такое состояние вещества, когда тело принимает форму заключающего его сосуда. Можно и так сказать, что в жидкости не существуют поперечные волны, так как модуль сдвига жидкости равен нулю и она не работает на сдвиг. Следовательно, жидкость характеризуется только одним упругим модулем — модулем сжатия K . В ней могут распространяться только продольные волны P со скоростью $v_P = \sqrt{K/\rho}$.

Однако легко видеть, что мы все время ведем речь о жидкости с малой вязкостью η . Рассмотрим набор жидкостей со все возрастающими вязкостями. Тогда окажется, что жидкости с достаточно большими вязкостями не будут принимать форму заключающего их сосуда за обозримое время и, кроме того, в таких жидкостях могут распространяться как продольные, так и поперечные волны, если только периоды этих волн достаточно короткие. Таким образом, совершенно ясно, что требуется четко определить условия, в которых вязкая жидкость проявляет себя как жидкость в обычном понимании этого слова, и условия, когда жидкость механически неотличима от твердого тела. Поставленный вопрос легко разрешается, если ввести время релаксации для вязкой, ньютоновской жидкости, которое равно отношению вязкости к модулю сдвига, $\tau_n = \eta/\mu$. Тогда для периодических процессов с периодами $T \gg \tau_n$ тело будет вести себя как жидкость, а для периодов $T \ll \tau_n$ — как твердое тело. Для большинства жидких тел $\eta \sim 1$ пуаз, $\mu \sim 10^{11}$ дин/см² и $\tau_n \sim 10^{-11}$ с. Следовательно, в обычных условиях практически всегда $T \gg \tau_n$, и мы имеем дело с проявлением жидкого состояния, хотя в случае астеносферного слоя в недрах Земли $\eta \sim 10^{21}$ пуаз, $\mu \sim 10^{12}$ дин/см², $\tau_n \sim 10^9$ с, и мы имеем дело с проявлением твердого состояния, $T \ll \tau_n$.

В случае твердого состояния скорости P - и S -волн равны $v_P = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}}$ и $v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$. в случае жидкого состояния $v_P = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$, $v_S = 0$. Поэтому при переходе от высоких частот, $\omega \gg \omega_n = \frac{2\pi}{\tau_n}$, к низким, $\omega \ll \omega_n$, модуль сдвига меняется от своего высокочастотного значения $\mu(\infty)$ до

низкочастотного $\mu(0)$, равного нулю для вязкой жидкости, $\mu(0) = 0$. Максвелловским реологическим телом как раз и будет вязкая жидкость, рассмотренная во всем интервале частот. При коротких периодах оно проявляет себя как твердое тело, а при длинных как жидкость. Механические свойства реальных твердых тел моделируются более сложными реологическими моделями, в которых модуль сдвига меняется от своего высокочастотного значения $\mu(\infty)$ до низкочастотного — статического значения $\mu(0)$, не равного нулю. Таким образом, мы видим, что при переходе от чисто упругих моделей Земли к неупругим не зависящий от частоты высокочастотный модуль сдвига $\mu(\infty)$ следует заменить на динамический модуль сдвига $\mu_d(\omega)$, зависящий от частоты. До работы, опубликованной в 1975 г. С. Ц. Акоюном, В. Н. Жарковым и В. М. Любимовым, это известное обстоятельство не анализировалось, и чисто интуитивно предполагалось, что частотная зависимость динамического модуля сдвига слишком слаба, чтобы привести к наблюдаемым эффектам.

Оказалось, что учет частотной зависимости приводит к заметному повышению модуля сдвига порядка 3—5% при переходе от периодов ~ 1 с к периодам ~ 10 мин. в зонах Земли с пониженными значениями Q_μ . Мы уже отмечали, что неучет этого обстоятельства, по существу, обесценивает многие построения детальных моделей Земли, когда речь идет об уточнении распределения скоростей сейсмических волн порядка одного процента.

Тот факт, что современные реальные модели Земли должны зависеть от частоты, проявился в последних работах по этому вопросу следующим образом. Чтобы согласовать модель Земли, построенную по данным о собственных колебаниях (периоды ~ 10 мин.), с моделью, построенной по объемным волнам (периоды 1 с), приходилось чисто формально вводить поправку отсчета во времена пробега объемных волн. Физической причиной, из-за которой возникает эта поправка, является неупругость земных недр. Теперь стало ясно, что необходимо перейти от старой концепции не зависящего от частоты модуля сдвига μ к более правильной концепции динамического модуля сдвига $\mu_d(\omega)$, зависящего от частоты, и при построении модели Земли вводить поправку за динамический модуль сдвига земных недр, как это описано ниже.

Выше отмечалось, что Q_{μ} для горных пород и земных недр слабо зависит от частоты или, быть может, вовсе от нее не зависит. Конкретную зону Земли с заданным Q_{μ} чисто феноменологически можно описать некоторой реологической моделью, называемой моделью Ломпница, которая в рассматриваемом интервале частот дает плато для $Q_{\mu}(\omega)$. Тогда можно получить простую формулу для изменения динамического модуля сдвига (т. е. поправку за динамический модуль сдвига) при переходе от стандартной частоты ω_0 к некоторой произвольной частоте ω .

Исходные модели Земли, применяемые при расчете собственных частот, построены по объемным волнам, поэтому поправку за динамический модуль сдвига разумно отсчитывать от значения μ_d ($T \sim 1$ с), $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = 2\pi$. Тогда поправка за динамический модуль сдвига для i -го слоя Земли $Q_{\mu} = Q_{\mu i}$ равна

$$\begin{aligned} \Delta\mu_{di}(\omega; Q_{\mu i}) &= \mu_{di}(\omega, Q_{\mu i}) - \mu_{di}(\omega_0, Q_{\mu i}) = \\ &= -\frac{2}{\pi} \frac{\mu_{0i}}{Q_{\mu i}} \ln \frac{\omega_0}{\omega}, \quad (41) \end{aligned}$$

где $\omega_0 = 2\pi$, $\mu_{0i} = \mu_{di}(\omega_0, Q_{\mu i})$ — динамический модуль сдвига в i -м слое Земли для стандартной частоты ω_0 .

Поясним теперь более подробно, почему поправка за динамический модуль сдвига снимает вопрос о поправках отсчета, о которых мы уже упоминали выше. Поправками отсчета называются добавки к временам пробега S -, P - и других типов волн, которые приходится делать при построении моделей Земли, когда используются данные как о временах пробега объемных волн, так и о периодах собственных колебаний Земли. Величина этой поправки Δt составляет 1—4 с (для S -волн ~ 4 с, для P -волн ~ 2 с), т. е., чтобы согласовать модель с данными о частотах собственных колебаний Земли, необходимо несколько «уменьшить» скорости объемных сейсмических волн, что и увеличивает времена пробега ($\Delta t \sim 1 \div 4$ с). Именно этот эффект дает переход от идеально упругого к динамическому модулю сдвига. Действительно, периоды собственных колебаний в 10^2 и 10^3 раз больше, чем периоды объемных волн. Соответственно для них модуль сдвига меньше (так сказать, модуль сдвига «мягче»). Если мы с этим модулем сдвига считаем времена пробега для объемных волн, то получим, что они больше наблюда-

даемых примерно на величину поправки отсчета $\Delta t \sim 1 \div 4$ с.

В действительности при построении моделей следует отказаться от формального введения поправок отсчета и действовать совсем иначе. За исходную следует выбрать модель Земли, полученную по объемным волнам (высокочастотная модель), и при совместном использовании времени пробега и частот собственных колебаний вводить для последних поправки за динамический модуль сдвига, как это описано выше. Такой подход не только более правилен с физических позиций, но и делает саму задачу о моделях Земли более глубокой, тесно связывая распределение $Q_\mu(l)$ в Земле с распределением модулей упругости и плотности.

Само $Q_\mu(l)$ можно определять отдельно от модели по данным о затухании собственных колебаний и объемных волн. Однако при построении модели Земли с учетом поправок за динамический модуль сдвига хорошая согласованность данных об объемных волнах и собственных колебаниях будет указывать, что принятые при расчете распределения $Q_\mu(l)$ удовлетворяют также некоторым интегральным условиям согласования обоих типов данных.

Переход от статического модуля сдвига к динамическому открывает совершенно новые горизонты в исследовании неупругости земных недр на сверхдлинных периодах, соответствующих приливным деформациям тела Земли. Как известно (см. § 2.6), отклик Земли на приливное возмущение характеризуют тремя безразмерными числами Лява. Число h равно отношению высоты прилива упругого тела Земли к высоте равновесного (статического) океанического прилива на абсолютно твердой Земле. Число k равно отношению дополнительного потенциала, возникающего из-за приливной деформации Земли, к возмущающему потенциалу. Наконец, число l представляет собой отношение горизонтального смещения при приливе к такому же смещению при равновесном океаническом приливе на абсолютно твердой Земле. Кроме того, Земля испытывает чандлеровское колебание, возникающее из-за того, что ось вращения Земли слегка наклонена к оси наибольшего момента инерции. Период чандлеровского колебания $T_w = 434 \div 435 \pm (1-2)$ звездных суток, так же как и числа Лява h, k, l , является функционалом от распределения плотности $\rho(l)$, модуля сдвига $\mu(l)$ и модуля сжатия $K(l)$ в земных недрах. А поскольку динамический модуль сдвига $\mu_d(\omega)$ зависит от частоты, все указанные

выше четыре числа также будут разными для упругой и неупругой модели Земли. Неупругость мантии дает небольшой вклад в запаздывание фазы приливов относительно приливообразующих сил (около $2 \cdot 10^{-4}$ рад для приливных вариаций силы тяжести). Это на два порядка меньше запаздывания, определяемого приливным трением в океане. Наблюдаемое значение механической добротности для затухания чандлеровского колебания определено с заметным разбросом $Q_w(\text{набл}) \sim 50 \div 400$ (наилучшая оценка $Q_w(\text{набл}) \sim 100$). Если предположить, как это делалось до сих пор, что $Q_\mu(l)$ мантии (см. рис. 21) не зависит от частоты, то затухание чандлеровского движения полюсов за счет неупругой мантии характеризуется значением $Q_w \approx 500$, что в несколько раз больше наблюдаемого значения $Q_w(\text{набл}) \sim 100$.

Следовательно, если по-прежнему считать распределение $Q_\mu(l)$ в мантии не зависящим от частоты, то для затухания чандлеровского колебания неупругость мантии, так же как и для запаздывания приливов, не существенна. Вследствие определяющего влияния океанов на запаздывание приливов и затухание чандлеровского колебания исследование диссипативных свойств мантии по фазам приливов в настоящее время невозможно. Однако влияние неупругости мантии Земли на числа Лява и чандлеровский период проявляется заметным образом через динамический модуль сдвига и, таким образом, может быть выявлено.

Такое исследование было выполнено в работах В. Н. Жаркова и С. М. Молоденского (1977, 1979, 1982 гг.). Оказалось, что поправка за неупругость мантии в чандлеровском периоде с учетом имеющихся неопределенностей составляет $\delta T_w \approx 3 \div 11$ суток. Если реальное значение этой поправки ближе к 3 суткам, то это прекрасно согласуется с поправкой за динамический модуль сдвига, полученной по рабочей модели $Q_\mu(l)$ (рис. 21) для чандлеровского периода, которая составляет около 4 суток. Если реальное значение величины δT_w ближе к значению $\sim 10-11$ суток, то это указывало бы на то, что при рассмотрении неупругости мантии в широком интервале периодов от периодов объемных волн $T \sim 1 \div \div 30$ с до периода чандлеровского колебания начинает выявляться зависимость $Q_\mu(l)$ от частоты: $Q_\mu(l, \omega) = Q_\mu(l)(\omega/\omega_0)^n$, где $Q_\mu(l)$ — не зависящая от частоты функция, показанная на рис. 21, ω_0 — некоторая частота отсчета, n — показатель степени, определяющий частотную за-

зисимость механической добротности мантии. Если предположить, что период отсчета лежит в интервале $\tau_0 = 2\pi/\omega_0 \sim 30 \div 600$ с, а реальное распределение $Q_\mu(l)$ близко к показанным на рис. 21, то значение $\delta T_w \sim 10$ суток приводит к ограничению $n \lesssim 0,15$. Отсюда вытекает, что если диссипативные свойства земных недр в интервале периодов от ~ 30 с до $\sim 1,5$ года и зависят от частоты, то эта зависимость очень слабая. Кроме того, если неупругость мантии слабо зависит от частоты, то это объясняет как изменение (удлинение) чапдлеровского периода на $\delta T_w \sim 10$ суток (за счет зависимости динамического модуля сдвига от частоты), так и его затухание $Q_w \sim 100$. Тогда причины затухания чапдлеровского колебания полюса и запаздывания земных приливов различны. Первая обусловлена неупругостью мантии, а вторая — приливным торможением океанических приливов в мелких морях.

В целом же можно сказать, что поправка за динамический модуль, вычисленная с помощью распределения диссипативного фактора $Q_\mu(l)$ (см. рис. 21) (возможно, со слабой частотной зависимостью $n < 0,15$), оказалась симсогласованной в области периодов от ~ 1 с до ~ 14 мес. Действительно, она снимает поправки отсчета, которые приходилось вводить до использования поправки за динамический модуль, и объясняет удлинение чапдлеровского периода из-за неупругости $\delta T_w \sim 3-14$ суток. Естественно, что неупругие свойства мантии требуют дальнейших исследований. Для этих целей необходимо выделить поправку за динамический модуль сдвига для промежуточных приливных периодов порядка суток и двух недель. Эти поправки в настоящее время рассчитаны и лежат на грани ошибок наблюдений. Однако уже сейчас их следует учитывать при сравнении рассчитанных чисел Лява с наблюдаемыми значениями.

Глава 4

МАГНЕТИЗМ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЗЕМЛИ

«В предыдущих книгах мы показали, что магнит имеет свои полюсы, железо также имеет определенные полюсы, способность поворачиваться и вращательность; наконец, что магнит и железо направляют свои полюсы к полюсам Земли. Теперь нам следует раскрыть причины и удивительные, хотя и замечательные раньше, но не объясненные действия всего этого».

Вильям Гильберт,

«О магните, магнитных телах
и о большом магните — Земле».

4.1. Магнитное поле Земли

Геомагнетизм — одна из старейших и обширнейших геофизических дисциплин. Долгие годы в курсах по внутреннему строению Земли проблемы геомагнетизма не затрагивались. Такое на первый взгляд парадоксальное положение имело весьма простое, можно сказать, тривиальное объяснение. Геомагнетизм ничего не добавлял к тому, что было известно о недрах планеты, а сама теория земного магнитного поля носила формальный характер. Она ничего не говорила о физических причинах возникновения и поддержания магнитного поля Земли на протяжении космических интервалов времени.

Магнитные поля широко распространены во Вселенной. Они существуют у звезд, в космическом пространстве; имеется магнитное поле у Солнца и у планет Меркурий, Венера, Марс, Юпитер и Сатурн. В самое последнее время получены указания на наличие собственного магнитного поля у планет Уран и Нептун.

Для проблемы внутреннего строения, пожалуй, самой замечательной особенностью геомагнитного поля является его быстрая изменчивость. Значение вариаций магнитного поля для физики Земли определяется тем, что,

с одной стороны, это наиболее быстрые изменения из всех геофизических процессов, которые поддаются изучению, и с другой, что они отражают сложную картину гидромагнитных течений и колебаний в ядре Земли — месте, где расположены источники собственного геомагнитного поля. Это позволяет нам также судить о значениях ряда параметров земного ядра, которые не могут быть оценены с помощью других геофизических методов. Далее, изучение затухания в Земле электромагнитных сигналов, которые инициируются солнечной активностью в верхней атмосфере, позволяет определить в общих чертах такую важную характеристику земных недр, как электропроводность.

Наряду с отмеченными двумя выходами в физику Земли геомагнитные исследования сейчас широко применяются для установления картины перемещений земной коры океанов в историческое и геологическое время. Последнее стало возможным на основе недавно разработанных археомагнитных и палеомагнитных методов, которые позволяют определять геомагнитное поле в далеком прошлом. Например, лавовый поток из вулкана приобретает намагниченность во время охлаждения в земном магнитном поле, и такая намагниченность параллельна приложенному полю. Возраст породы может быть определен с помощью радиоактивного или геологического датирования. Следовательно, этот «ископаемый» магнетизм позволяет нам судить о магнитном поле Земли, которое было в период застывания лав. Проведенные исследования показывают, что магнитное поле у Земли существует по крайней мере сотни миллионов лет, а может быть, и больше, и что на протяжении геологической истории происходило изменение полярности поля.

То, что Земля имеет магнитное поле, было известно еще в древности, более тысячи лет назад, китайцам, которые были знакомы с магнитной стрелкой-компасом. Однако начало геомагнетизму как научной дисциплине положено значительно позже, в 1600 г., когда Вильям Гильберт, придворный врач английской королевы Елизаветы I, опубликовал свой трактат по геомагнетизму. Гильберт показал, что магнитное поле Земли сходно с полем магнитного диполя, т. е. Земля представляет собой как бы гигантскую магнитную стрелку в форме шара. Позднее магнитологи обнаружили, что земное поле сходно с полем сферического магнита, ось которого наклонена к оси вращения Земли на 11° .

Систематические наблюдения за магнитным полем были начаты в 1580 г., и это позволило уже в 1622 г. обнаружить заметное изменение направления магнитного поля в районе Лондона за истекшие 40 лет. В 1839 г. появилась фундаментальная работа Гаусса «Общая теория земного магнетизма». Гаусс первым произвел сферический анализ геомагнитного поля, т. е. разложил магнитное поле Земли по сферическим функциям. О том, что в связи со сферичностью Земли все поля разлагаются по сферическим функциям, мы подробно говорили в разделе, посвященном гравиметрии. Такой анализ всегда полезен, и Гаусс сразу получил многие фундаментальные результаты. Прежде всего он совершенно однозначно разделил геомагнитное поле на внутреннее и внешнее, т. е. на поля, источники которых расположены внутри и вне поверхности Земли. Как мы теперь знаем, источники внутреннего поля находятся в земном ядре, за исключением небольшого фона от намагниченности горных пород. Оказалось, что почти весь земной магнетизм имеет источники внутри Земли. Сферический анализ дает, по существу, разложение поля на компоненты разной мультипольности — дипольное поле, квадрупольное поле и компоненты высшей мультипольности. Гаусс показал, что в собственном магнитном поле преобладает дипольная компонента, но эта компонента не исчерпывает всего магнитного поля Земли. Земля имеет также квадрупольное магнитное поле и поле высшей мультипольности. Разложив поле по сферическим функциям, Гаусс впервые вычислил величину магнитного диполя, которая для той эпохи равнялась $8,5 \cdot 10^{25}$ ед. СГСМ. Оказалось, что дипольное поле Земли по величине на порядок превосходит магнитное поле высшей мультипольности.

После Гаусса сферический анализ магнитного поля Земли производился неоднократно. Элементы магнитного поля стали изображать с помощью изолиний на магнитных картах для различных эпох. В 1950 г. был произведен детальный сравнительный анализ магнитных карт для различных эпох. Этот анализ привел к важному открытию. Получалось так, что картины изолиний дипольной части магнитного поля систематически смещаются — «дрейфуют» в западном направлении. Величина этого дрейфа велика и составляет примерно 0,2 градуса в год по долготе. Так как источники поля расположены в жидком ядре Земли, то это означает, что в ядре имеют место долготные течения жидкости со скоростями при-

мерно 0,1 см/с. Эти скорости в миллион раз больше скоростей тектонических движений, приводящих к горообразованию, о которых мы судим также по современным движениям земной поверхности. Последние скорости составляют лишь $\sim(0,1-1)$ см/год и меньше. Чтобы представить себе более наглядно масштаб тектонических скоростей, предположим, что частица мантии Земли движется вверх по радиусу от границы ядра к поверхности Земли со скоростью 1 см/год. Тогда весь путь в 2900 км она пройдет за 290 миллионов лет. Если скорость движения будет меньше, скажем, 0,1 см/год, то время выхода на поверхность будет примерно 3 миллиарда лет, т. е. близко к времени существования Земли как планеты. Несколько быстрее происходят движения в ядре Земли, видно из того, что поле вековых вариаций, двигаясь к западу, совершает оборот вокруг земной оси примерно за 1000 лет.

Величина земного магнитного диполя также не остается постоянной. Она систематически уменьшается со временем Гаусса. При таком темпе уменьшения через 2000 лет земное дипольное магнитное поле должно исчезнуть. Однако такие экстраполяции в геофизике опасны. Никто не может поручиться за то, что эпохи уменьшения магнитного поля не сменяются эпохами его роста. То же самое имеет место и при вертикальных движениях земной поверхности. Мы знаем, что часто периоды поднятий поверхности сменяются периодами ее опускания, так что само движение имеет скорее колебательный характер.

В действительности археомагнитные и палеомагнитные исследования как раз и показали, что величина поля магнитного диполя изменяется около некоторого среднего значения, близкого к современному. Пока что восстановлен один период такого колебания магнитного диполя, длящийся ~ 8000 лет. Минимальное значение дипольного поля примерно в два раза меньше максимального. Еще больший период соответствует переполюсовкам (смене полярности) геомагнитного поля. В новейшее геологическое время продолжительность эпох одной полярности составила в среднем $\sim 2 \cdot 10^5$ лет. В более древнее геологическое время эти периоды были больше, достигая 10^6 и даже 10^7 лет. Явление смены полярности геомагнитного диполя послужило основой для создания геомагнитной хронологической шкалы. Эта шкала указывает, какую полярность и на протяжении какого периода времени имел магнитный диполь. В настоящее время имеется

предварительная шкала для последних 160 миллионов лет геологической истории Земли. Уточнение этой шкалы и ее расширение во времени представляет одну из фундаментальных задач современной геофизики. В значительной мере это обусловлено тем, что полосчатая структура магнитных аномалий океанического дна, расположенных симметрично относительно срединноокеанических хребтов, с помощью геомагнитной шкалы позволяет оценить скорость раздвигания океанического дна в стороны от хребтов.

Приведем основные формулы, описывающие геомагнитное поле. Подобно тому как гравитационное поле описывается с помощью гравитационного потенциала V (30), магнитное поле Земли определяется путем разложения магнитного потенциала W по сферическим функциям:

$$W = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \{g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda\} P_n^m(\cos \theta), \quad (42)$$

где a — радиус Земли, r — расстояние до центра Земли, в котором помещено начало сферических координат, θ — полярное расстояние, λ — восточная долгота, g_n^m и h_n^m — коэффициенты Гаусса. Коэффициенты g_n^m и h_n^m измеряются в тех же единицах, что и напряженность магнитного поля. В системе СГС единица напряженности называется «гаусс» и обозначается Гс. В земном и космическом магнетизме обычно употребляется значительно меньшая единица напряженности поля, гамма (γ), $1\gamma = 10^{-5}$ Гс. Величины g_n^m и h_n^m испытывают небольшие изменения во времени — так называемые вековые вариации. Значения первых коэффициентов ряда (42) приведены в табл. 1. Первые коэффициенты ряда (42) можно наглядно интерпретировать. Пусть в центре Земли вдоль полярной оси z расположен магнитный диполь \mathbf{M} . В произвольной точке P вектор \mathbf{M} создает магнитный потенциал $W = \mathbf{M} \cdot \mathbf{r}/r^3$. В рассматриваемом случае $\mathbf{M} = (0, 0, M_z)$; тогда

$$W = \frac{M_z}{r^2} \cos \theta = \frac{M_z}{r^2} P_1(\cos \theta). \quad (43)$$

Полагая в (42) и (43) $r = a$ и сравнивая оба выражения, найдем $g_1^0 = M_z/a^3$. Аналогично коэффициенты g_1^1 и h_1^1 выражаются через компоненты магнитного диполя M_x и M_y как $g_1^1 = M_x/a^3$ и $h_1^1 = M_y/a^3$. Следовательно, первая

сферическая гармоника геомагнитного поля эквивалентна полю магнитного диполя, расположенного в центре Земли, причем величина магнитного момента диполя равна

$$M = a^3 \{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2\}^{1/2}, \quad (44)$$

а направление диполя определяется углами θ_0 и λ_0 :

$$\operatorname{tg} \theta_0 = (g_1^0)^{-1} \{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2\}^{1/2}, \quad \operatorname{tg} \lambda_0 = \frac{h_1^1}{g_1^1}. \quad (45)$$

Точки, в которых ось диполя пересекает земную поверхность, называются геомагнитными полюсами. Ось диполя наклонена к оси вращения Земли на $11^\circ,5$. Геомагнитные полюсы следует отличать от истинных магнитных полюсов, где истинное магнитное склонение равно 90° . Напряженность поля на магнитном экваторе диполя обозначают буквой B_0 ; тогда магнитный момент диполя равен $M = B_0 \cdot a^3$.

Т а б л и ц а 1

Коэффициенты Гаусса g_n^m и h_n^m (в гаммах) и вековые вариации \dot{g}_n^m и \dot{h}_n^m (в гаммах/год) в модели Международного аналитического поля (IGRF), 1965 г.

n	m	g_n^m	h_n^m	\dot{g}_n^m	\dot{h}_n^m
1	0	-30 339	0	15,3	0,0
1	1	-2 123	5758	8,7	-2,3
2	0	-1 654	0	-24,4	0,0
2	1	2 994	-2006	0,3	-11,8
2	2	1 567	130	-1,6	-16,7
3	0	1 297	0	0,2	0,0
3	1	-2 036	-403	-10,8	4,2
3	2	1 289	242	0,7	0,7
3	3	847	-176	-3,8	-7,7

Обращаясь к табл. 1, мы видим, что дипольная составляющая геомагнитного поля преобладает. Следует специально отметить, что реальное магнитное поле Земли создается при магнитогидродинамических течениях в земном ядре. Данная выше геометрическая интерпретация дипольной части поля не имеет под собой каких-либо глубоких физических соображений и диктуется только

соображениями удобства. Наконец, отметим, что если диполь расположить не в начале координат, а в некоторой точке r_0 (x_0, y_0, z_0), то координаты r_0 могут быть определены как через дипольные ($n = 1$), так и через квадрупольные ($n = 2$) компоненты поля. Соответствующая геометрическая конфигурация называется эксцентрическим диполем. Центр земного магнитного диполя смещен относительно центра планеты на $r_0 = 0,07a$. Дипольное магнитное поле не остается постоянным по абсолютной величине. В настоящее время оно уменьшается со скоростью $0,05\%$ в год. Обычно полную напряженность магнитного поля Земли B разлагают на составляющие, которые называют

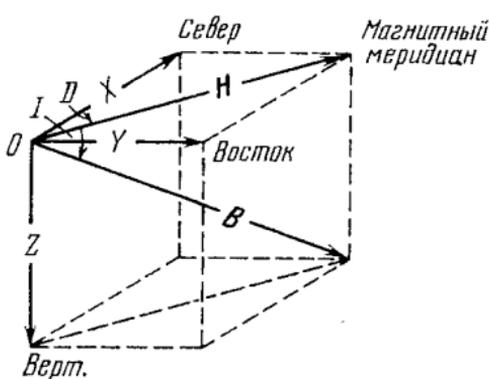


Рис. 22. Разложение напряженности магнитного поля B на ортогональные компоненты X , Y и Z и элементы H , D и I . Составляющими могут быть абсолютная величина вектора поля (B) и два угла — магнитное склонение D и наклонение I . Вектор H называется горизонтальной составляющей вектора B . X называется северной, Y — восточной и Z — вертикальной составляющими B . Компонента Z считается положительной, если B направлен вниз. На магнитных картах изображают изолинии магнитных элементов.

магнитными элементами. Разложение магнитного поля на составляющие показано на рис. 22.

4.2. Природа геомагнетизма

Вопрос о причинах магнетизма у космических тел и, в частности, у Земли привлекал внимание многих ученых. В последние десятилетия ученые как будто нащупали правильные пути, позволяющие в принципе объяснить геомагнетизм, но законченная теория все еще не создана. Создание теории геомагнетизма является одной из нерешенных фундаментальных проблем геофизики.

Современные теории геомагнетизма исходят из предположения, что магнитное поле Земли создается и поддерживается за счет так называемого дипамо-механизма. В грубых чертах считается, что создание магнитного поля в ядре происходит так же, как и в динамо-машине с самовозбуждением. Принцип работы машины следующий. Пусть катушка проводов вращается во внешнем магнитном поле. Тогда за счет электромагнитной индукции в катушке возникает электрический ток. Электрический ток

создает магнитное поле, которое может усилить внешнее магнитное поле, что в свою очередь усилит ток в катушке, и т. д.

Жидкое земное ядро совсем не похоже на реальную динамо-машину. Но в принципе, если в жидком проводящем ядре за счет каких-либо причин возникает тепловая или гравитационная конвекция, то возникает некоторая система гидродинамических течений. Таким образом, мы имеем некоторую систему течений проводящей жидкости. Течение проводящей жидкости в рассматриваемой аналогии соответствует движению проводника. Если в ядре имеются какие-либо затравочные магнитные поля, то при пересечении проводящим потоком силовых линий этих полей в проводящем потоке возникнет электрический ток. Электрический ток создает магнитное поле, которое при благоприятной геометрии течений может усилить внешнее затравочное поле, а это в свою очередь усилит ток и т. д. Процесс будет продолжаться до тех пор, пока не возникнет стационарное магнитное поле и различные динамические процессы не уравновесят друг друга.

Теория геомагнитного поля, основанная на изложенном выше принципе, называется теорией гидромагнитного динамо (ГД). Впервые идея ГД была предложена в 1919 г. Лармором в Англии для объяснения магнетизма Солнца. В геофизике эта идея не находила применения вплоть до середины сороковых годов, когда Я. И. Френкель в СССР и В. Эльзассер в США высказали идею о том, что тепловая конвекция в земном ядре является именно той причиной, которая приводит в действие ГД земного ядра. С тех пор теория ГД получила широкое развитие, и сейчас большинство специалистов полагают, что теория ГД достаточно гибка, чтобы объяснить все многообразие явлений, связанных с геомагнетизмом. Развитие теории ГД ведет свое начало с работы, выполненной в 1934 г. английским теоретиком Т. Каулингом, который доказал теорему о невозможности стационарного (т. е. незатухающего) ГД, в котором движение жидкости и магнитное поле обладают осевой симметрией. Таким образом, если бы поле гидродинамических скоростей в земном ядре $v(r, \theta, \lambda)$ и магнитное поле $\mathbf{B}(r, \theta, \lambda)$ (r, θ, λ — сферические координаты) не зависели от долготы λ , т. е. были бы симметричны относительно оси вращения, то они не смогли бы образовать ГД. Теория ГД является существенно трехмерной задачей, когда уравнения,

которые приходится решать, являются нелинейными уравнениями в частных производных. Если перевести последнюю фразу с математического языка на обычный, то это будет означать, что задача является исключительно сложной.

Дальнейшее развитие теории обязано работам В. Эльзассера 40-х и 50-х годов, Э. Булларда и Х. Геллмана (1954 г.) и Е. Паркера (1955 г.). Однако и после этих важных работ все еще не был сделан первый необходимый шаг в теории ГД, который заключается в доказательстве самой возможности самовозбуждения магнитного поля при движении однородной проводящей жидкости в шаровой области (ядре). Необходимость этого первого шага подчеркивалась теоремой Каулинга. В 1958 г. Г. Бэкус в США и А. Герценберг в Англии показали, что решение задачи ГД можно получить, если задаться некоторым специальным видом поля гидродинамических течений так, чтобы облегчить решение задачи.

Тем самым была доказана принципиальная возможность ГД. Теоретические модели, в которых скорость движения жидкости считается заданной, а определяется только магнитное поле, называются кинематическими моделями земного динамо. Только в такой постановке теория ГД пока в основном и развивается. В действительности теория ГД является связанной задачей. В ней уравнения для магнитного поля связаны — зацеплены — с уравнениями гидродинамики и должны решаться совместно. В результате решения задачи должно получаться как магнитное поле, так и поле гидродинамических скоростей. В таком полном объеме провести построение теории не удастся из-за математических трудностей. Поэтому на практике приходится ограничиваться рассмотрением лишь кинематических моделей ГД, когда поле гидродинамических скоростей задается некоторым априорным образом. Но и в такой ограниченной постановке теория ГД дает много для понимания геомагнетизма. В частности, она позволяет получать числовые оценки ряда физических параметров земного ядра. Первые успешные кинематические модели ГД для Земли были построены советским физиком С. И. Брагинским (1964 г.) для крупномасштабного поля скоростей $v'(r, \theta, \lambda)$ (ламинарное динамо) и физиками ГДР М. Штеенбеком, Ф. Краузе и К. Редлером (1966 г.) для мелкомасштабного поля скоростей (турбулентное динамо). В настоящее время над проблемой ГД работают многие специалисты по магнитной гидродинамике.

Изложим более подробно общую физическую схему образования и поддержания магнитного поля в жидком проводящем ядре Земли. Будем исходить из следующих фактов. Выше мы говорили, что западный дрейф недипольной части геомагнитного поля как бы свидетельствует о долготных течениях в наружных слоях ядра относительно мантии со скоростями $\sim 0,1$ см/с или несколько меньшими. Следовательно, можно думать, что жидкое ядро, в отличие от мантии Земли, не вращается как единое целое вокруг земной оси с заданной угловой скоростью Ω , а скорее находится в состоянии дифференциального вращения, когда разные слои ядра вращаются с несколькими различными скоростями. Легко понять, что дифференциальное вращение ядра является естественным следствием конвективных течений в ядре. Действительно, пусть ядро Земли находится в конвективном состоянии, когда более легкие жидкие частицы в поле силы тяжести всплывают по радиусу вверх, а более тяжелые, наоборот, погружаются вниз. Тогда из-за того, что движущиеся частицы сохраняют свой момент количества движения относительно оси вращения Земли, те из них, которые всплывают, будут как бы замедляться по отношению к слоям жидкости, куда они попадают, а более тяжелые частицы, опускающиеся в сторону внутреннего ядра, будут становиться сравнительно более быстрыми. В результате наружные слои ядра испытывают замедление, которое мы наблюдаем как западный дрейф, а внутренние слои ядра испытывают ускорение — восточный дрейф, который, однако, мы не наблюдаем из-за экранирующего эффекта внешних проводящих слоев ядра. Так возникает дифференциальное вращение земного ядра. Можно сказать еще и так: во вращающейся системе координат, жестко скрепленной с Землей, на радиальный поток вещества в ядре Земли будет действовать сила Кориолиса, перпендикулярная как к скорости потока, так и к вектору угловой скорости вращения Земли; следовательно, она отклоняет поток в азимутальном направлении на запад и на восток.

Поле осевого диполя, наблюдаемое на поверхности Земли, $B \sim 0,5$ Гс. Экстраполируя это поле к условиям земного ядра, получим значения $B \sim 3$ Гс. Поля, выходящие из ядра на поверхность Земли, называются полюидальными или меридиональными, так как их силовые линии расположены в меридиональных плоскостях. Они обозначаются B_p . Именно эти поля мы и наблюдаем на поверхности Земли и в околоземном пространстве. Наличие

в ядре дифференциального вращения существенно преобразует полоидальное поле, превращая его в тороидальное поле \mathbf{V}_λ , т. е. в поле, силовые линии которого вытянуты в долготном направлении и образуют долготные круги и спирали. Тороидальное поле земного ядра \mathbf{V}_λ не выходит на поверхность Земли и, таким образом, не наблюдаемо. Поясним, как происходит преобразование полей $\mathbf{V}_p \rightarrow \mathbf{V}_\lambda$.

Основатель магнитной гидродинамики Х. Альвен доказал теорему, согласно которой в идеально проводящей жидкости (т. е. жидкости с коэффициентом электропроводности $\sigma = \infty$) магнитные силовые линии скреплены с веществом, и при движении жидкости вместе с ней переносятся и силовые линии магнитного поля, не проскальзывая относительно вещества. Говорят, что в идеальном проводнике поле заморожено в вещество. Легко понять, почему имеет место теорема Альвена. Если бы поле проскальзывало относительно идеального проводника, то по закону электромагнитной индукции Фарадея э. д. с. индукции по любому замкнутому контуру равнялась бы бесконечности, что физически бессмысленно. Поэтому поле в идеальном проводнике всегда должно быть заморожено. Теперь ясно, почему дифференциальное вращение проводящей жидкости в ядре преобразует полоидальное поле \mathbf{V}_p в тороидальное \mathbf{V}_λ . Если бы проводимость ядра σ равнялась бесконечности, то было бы достаточно одного оборота жидкости ядра, из-за дифференциального вращения, чтобы вытянуть поле \mathbf{V}_λ из \mathbf{V}_p , т. е. для преобразования $\mathbf{V}_p \rightarrow \mathbf{V}_\lambda$. В действительности, хотя проводимость вещества земного ядра σ и велика, но не равна бесконечности. Поэтому силовые линии поля \mathbf{V}_p частично будут увлекаться течениями проводящей жидкости ядра, а частично просачиваться (так сказать, проскальзывать) относительно этих течений. Мету диффузии силовых линий магнитного поля в магнитной гидродинамике определяет коэффициент магнитной диффузии $D_m = c^2/4\pi\sigma$ (c — скорость света), имеющий размерность квадрата длины на единицу времени. Мы видим, что при $\sigma \rightarrow \infty$ $D_m \rightarrow 0$ и поле не проскальзывает. Чтобы количественно охарактеризовать эффективность преобразования $\mathbf{V}_p \rightarrow \mathbf{V}_\lambda$ из-за дифференциального вращения, образуем из D_m , характерной скорости западного дрейфа v_λ и характерного размера, за который примем радиус ядра R_j , безразмерное число $R_m = R_j v_\lambda / D_m$ — магнитное число Рейнольдса. Чем меньше D_m , т. е. чем меньше проскальзывание силовых линий, тем больше R_m и тем эффективнее дифференциаль-

ное вращение разрушает поле V_p , преобразуя его в поле V_λ . При равновесии процессов вытягивания поля V_λ из поля V_p и проскальзывания поля V_p установилось бы следующее соотношение между полями: $V_\lambda \sim R_m V_p$.

Принимая для проводимости ядра значение для расплавленного железа, приведенное к физическим условиям земного ядра, $\sigma \sim 3 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} = 3 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1} = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $v_\lambda \sim (0,01 \div 0,1) \text{ см/с}$, $R_\lambda \sim 3,5 \cdot 10^8 \text{ см}$, $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$, найдем $D_m \sim 2,7 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, $R_m \sim 10^2 \div 10^3$ и $V_\lambda \sim (10^2 \div 10^3) V_p \sim 300 - 3000 \text{ Гс}$ в земном ядре. К последней оценке следует относиться как к порядку величины, но в любом случае она указывает, что дифференциальное вращение очень эффективно разрушает источники геомагнитного поля в ядре V_p , преобразуя их в сильные ненаблюдаемые тороидальные поля V_λ .

Ответим теперь на следующий вопрос: каким образом возникает само искомое поле V_p ? В уравнениях магнитной гидродинамики поля V_λ и V_p зацеплены, и, вообще говоря, при движении проводящей жидкости будут происходить как процессы вытягивания поля V_λ из V_p , так и обратные процессы вытягивания поля V_p из V_λ . Однако, согласно теореме Каулинга, осесимметричные течения не могут дать стационарного ГД. Такие течения будут преобразовывать поля V_λ сами в себя и не будут генерировать поля V_p из полей V_λ .

Посмотрим, каких течений можно ожидать в жидком ядре Земли. Пусть тепловая или гравитационная конвекция в сферически-симметричном ядре обладает в среднем сферической симметрией. Тогда дифференциальное вращение будет обладать осевой симметрией, и если бы не существовало физического механизма, нарушившего симметрию этих течений в ядре, то согласно теореме Каулинга не было бы возможно никакое стационарное ГД.

Универсальным физическим механизмом, нарушающим осесимметричную картину течений, являются магнитогидродинамические волны, возникающие из-за неустойчивости симметричной конвекции в ядре Земли. Эти волны были открыты С. И. Брагинским в 1964 г. и подробно изучены в 1967 г. (Независимо эти волны были открыты английским геофизиком Р. Хайдом.) Они были названы МАК-волнами, так как в них взаимно уравновешены магнитные, архимедовы и корiolисовы силы — три основные силы в магнитной гидродинамике земного ядра. МАК-волны распространяются в долготном направлении. Поле скоростей МАК-волн создает генерирующие скорости v' , ко-

торые вытягивают поле V_p из V_λ , замыкая тем самым цикл самовозбуждения ГД Земли. Полная составляющая магнитного поля V' , соответствующая генерирующему полю скоростей v' , имеет вид бегущих волн. Это поле является причиной того, что ось магнитного диполя отклоняется от оси вращения Земли на $11^\circ,5$, а также объясняет многие особенности поля вековых вариаций. После открытия МАК-волн стало ясно, что «прямолинейная» интерпретация западного дрейфа как течения вещества со средними скоростями \bar{v}_λ , о которых говорилось выше, является слишком упрощенной. Западный дрейф вековых вариаций имеет значительно более сложную природу. На гидродинамическое поле скоростей дифференциального вращения накладывается поле скоростей гидромагнитных волн. Поэтому реальные азимутальные скорости в ядре могут быть и меньше, чем $0,1$ см/с. Итак, в магнитной гидродинамике земного ядра имеется три типа скоростей: азимутальные v_λ , полоидальные v_p и генерирующие v' . Из-за высокой проводимости ядра каждое поле скоростей является носителем «своего» магнитного поля V_λ , V_p и V' . Средние значения этих полей связаны размерным соотношением

$$\frac{\bar{v}_p}{\bar{v}_\lambda} \sim \frac{\bar{B}_p}{\bar{B}_\lambda} \sim \left(\frac{\bar{v}'}{\bar{v}_\lambda} \right)^2 \sim \left(\frac{\bar{B}'}{\bar{B}_\lambda} \right)^2 \sim R_m^{-1}. \quad (46)$$

В наиболее разработанной модели ГД Брагинского $R_m \gg 1$ и $\bar{v}_\lambda \gg \bar{v}' \gg \bar{v}_p$ (соответственно $\bar{B}_\lambda \gg \bar{B}' \gg \bar{B}_p$). Эта модель называется моделью сильного поля. Было бы неправильно думать, что модель Брагинского является единственной моделью, которая подвергается изучению в настоящее время. Существует модель слабого поля ($\bar{B}_\lambda \sim \bar{B}' \sim \bar{B}_p$), правда, еще недостаточно изученная. Модели также различаются по пространственному масштабу генерирующих скоростей. По этой классификации модели Брагинского называются крупномасштабными, ламинарными; модели Штеенбека, Краузе и Редлера называются мелкомасштабными, турбулентными или моделями с двумя масштабами, так как мелкомасштабное генерирующее поле v' в результате статистического усреднения дает крупномасштабное полоидальное поле ядра V_p . Общую диаграмму образования ГД в ядре Земли см. на рис. 23.

Употребляется также следующая терминология. Преобразование полем скоростей одного типа поля в другое в общем случае называют α -процессом. Для α -процесса,

в котором преобразование $\mathbf{V}_p \rightarrow \mathbf{V}_\lambda$ осуществляется полем скоростей дифференциального вращения, употребляется буква ω . По этой терминологии динамо Брагинского можно назвать $\alpha\omega$ -динамо, а динамо Штеенбека и др., не требующее, вообще говоря, дифференциального вращения, α^2 -динамо. Для того чтобы выяснить, какая модель ГД в действительности реализуется в земном ядре, необходимо сравнить следствия, вытекающие из теории, с разнообразными данными наблюдений. Такая работа в настоящее время ведется.

Мы в своем изложении отдавали предпочтение модели ГД Брагинского в силу ее физической наглядности, хотя схема, приведенная на рис. 23, является общей для всех моделей ГД. Перейдем к оценкам физических параметров.

Теория ГД накладывает ограничения на величину вязкости земного ядра. В среднем эта вязкость должна быть меньше, чем 10^9 пуаз. Магнитные поля B_λ в ядре составляют $\sim 10^2$ Гс. Согласно теории ГД магнитное поле создается электрическими токами, текущими в проводящем ядре Земли. В теории ГД омические потери из-за токов, текущих в ядре, являются основным источником рассеяния энергии. Эти потери для всего ядра составляют $\sim 10^{11}$ кал/с. Двигатель, который поддерживает работу ГД, должен располагать энергетическим источником с мощностью в сто раз большей, т. е. $\sim 10^{13}$ кал/с, так как к. п. д. в ядре мал и составляет около процента. Основной энергетический масштаб в Земле задается величиной теплового потока через земную поверхность $\sim 10^{13}$ кал/с. Если сравнить приведенную выше мощность двигателя ГД с величиной потока тепла из земных недр наружу, то обе величины оказываются одного порядка.

Однако радиоактивные источники тепла в земном ядре, о которых мы судим по содержанию радиоактивности в железных метеоритах, также весьма скудны *). В свя-

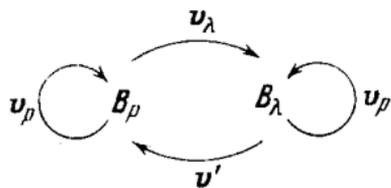


Рис. 23. Общая схема работы ГД с самовозбуждением. Схема читается следующим образом. Азимутальное поле скоростей v_λ вытягивает из поля B_p поле B_λ . Поле генерирующих скоростей v' вытягивает из поля B_λ поле B_p , замыкая цикл самоподдерживающегося ГД. Поле полюсдальных скоростей v_p работает «вхолостую», преобразуя B_λ в B_λ и B_p в B_p .

*) Тепловыделение в Земле на единицу массы (т. е. тепловой поток, деленный на массу Земли) равно $\sim 5,3 \cdot 10^{-12}$ Вт/кг $\equiv 5,8 \cdot 10^{-8}$ эрг/г, что сравнимо с тепловыделением в обыкновенных

зи с этим вопрос о двигателе ГД в ядре остается дискуссионным. Мнения специалистов здесь расходятся. Одни полагают, что тепловых источников достаточно. Другие считают, что для поддержания ГД необходима гравитационная конвекция. Обсуждаются два варианта гравитационной конвекции. В первом варианте, основанном на гипотезе американского геохимика Юри, принимается, что образование земного ядра все еще продолжается за счет гравитационной дифференциации железа. В связи с этим высказывается гипотеза, что стекание железа из мантии в ядро является тем источником энергии, который поддерживает ГД. Другой вариант гравитационной дифференциации предложен Брагинским. Брагинский считает, что в настоящее время все еще продолжается рост внутреннего ядра Земли, которое, в отличие от внешнего жидкого ядра, является твердым. При кристаллизации из железа выделяются легкие примесные компоненты, например кремний. Всплывание кремния как раз и приводит в действие ГД. Высказывались также предположения, что некоторые геофизические явления, такие как приливы и прецессия земной оси, могут быть источниками конвекции в ядре, однако эти гипотезы, по-видимому, менее правдоподобны.

Важным нерешенным вопросом является содержание калия в земном ядре, радиоактивность которого в принципе могла бы обеспечить работу ГД Земли *).

ГД Земли представляет собой сложную автоколебательную систему, которую можно характеризовать определенным спектром колебаний. Исследования геомагнитных вариаций также обнаруживают, что так называемое «постоянное поле» изменяется довольно сложным образом и грубо схематически может быть охарактеризовано некоторым спектром (рис. 24). И эксперимент, и теория ука-

($5,9 \cdot 10^{-12}$ Вт/кг) и углеродных ($\sim 5,2 \cdot 10^{-12}$ Вт/кг) хондритах. Тепловыделение в железных метеоритах $\sim 3 \cdot 10^{-16}$ Вт/кг. Отсюда возникнет проблема источников энергии для приведения в движение ГД в ядре Земли. Проблема могла бы быть разрешена за счет захвата веществом ядра радиогенного ^{40}K . Однако эта гипотеза является дискуссионной, так как она не имеет твердого обоснования.

*) Важной особенностью моделей со слабым полем ($B_\lambda \sim B_p$) является сравнительно низкое значение джоулевых потерь ($\sim 10^{16} - 10^{17}$ эрг/с), что не ставит столь серьезных проблем перед источником энергии, приводящим в движение ГД, как это имеет место в моделях с сильным полем.

зывают, что в спектре этих колебаний содержатся частоты трех заметно различающихся величин:

1) основная частота, соответствующая периоду около $7,5 \cdot 10^3$ лет;

2) ряд колебаний «средних частот», соответствующих периодам $\sim 10^3$ лет (период западного дрейфа);

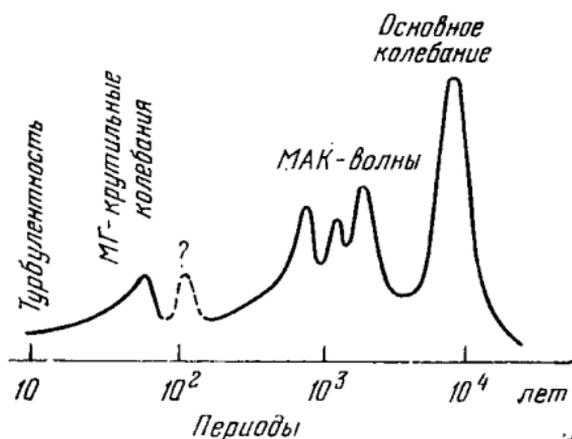


Рис. 24. Спектр магнитогеодинамических колебаний в земном ядре.

3) колебания высоких частот с периодами $\sim 10^2$ лет и менее. Кроме линейчатого спектра, колебания ГД содержат также случайную компоненту типа шума — сплошной спектр. Сравнение экспериментального спектра с теоретическим позволяет определить некоторые параметры земного ядра.

Весьма удивительно то, что даже среднее геомагнитное поле (осевой диполь) не является стационарным, а колеблется с периодом $\sim 7,5 \cdot 10^3$ лет (основная частота в спектре), хотя все внешние условия на границе ядра сохраняются постоянными в течение по крайней мере сотен тысяч лет из-за крайне большой тепловой инерции земных недр. Колебания поля происходят около некоторого среднего значения, не равного нулю, и обусловлены наиболее крупномасштабной конвекцией в ядре.

Средние периоды колебаний геомагнитного поля, по палеомагнитным и археомагнитным данным, имеют значения $\sim 10^3$ лет, и, в частности, выявлены периоды, равные 550, 700, 1200, 1800 и 7000 лет.

Периодами $\sim 10^3$ лет обладают МАК-волны.

Высокие частоты в спектре геомагнитного поля имеют периоды $\sim 10^2$ лет и короче. Обнаружено, что эти колебания коррелированы с вариациями в скорости вращения Земли. Колебания скорости дрейфа магнитного диполя и

колебания длины суток происходят весьма согласованно с общим периодом ~ 60 лет. Эти явления имеют общую причину — магнитогидродинамические колебания крупного типа в земном ядре.

4.3. Электропроводность Земли

Электропроводность земных недр определяется по затуханию геомагнитных вариаций, которые возбуждаются солнечной активностью в верхних слоях земной атмосферы. Переменный электромагнитный сигнал индуцирует в Земле переменные электрические токи. При распространении переменного тока в проводнике ток течет в приповерхностных слоях, причем чем выше частота, тем сильнее ток «прижимается» к поверхности. Это явление называется скин-эффектом. Из теории скин-эффекта можно вывести, что глубина проникновения электромагнитных вариаций δ связана со средней электропроводностью слоя σ , круговой частотой ω и скоростью света в среде c с размерным соотношением $\delta \approx c(2\pi\sigma\omega)^{-1/2}$. Электромагнитное зондирование Земли и определение ее электропроводности $\sigma(l)$ как функции глубины l основано на теории скин-эффекта. При скин-эффекте чем меньше частота сигнала, тем более глубокие слои могут быть прозондированы. На практике определение $\sigma(l)$ встречает заметные трудности из-за маскирующего влияния океанов и слоев почвы, содержащих влагу и обладающих проводимостью, заметно превышающей проводимость скальных горных пород, из которых состоит земная кора. Трудности создают горизонтальные неоднородности земной коры и верхней мантии. Тем не менее геофизические методы позволили определить распределение $\sigma(l)$ до глубины 1000 км, причем это потребовало выделения вариаций с периодом в полгода. Распределение электропроводности в нижней мантии удалось оценить с помощью методов физики твердого тела и физики высоких давлений. Некоторые сведения об электропроводности нижней мантии получаются при анализе прохождения недипольной части геомагнитного поля из ядра через мантию на поверхность Земли. Наши знания об электропроводности мантии характеризуются заметной неопределенностью. В схематизированном виде они суммированы на рис. 25. Физическая интерпретация данных о распределении электропроводности в мантии исходит из следующих фактов.

Согласно экспериментальным данным, при умеренных температурах $T < 1000-1200^\circ\text{C}$ проводимость горных пород примесная полупроводниковая, причем носителями могут быть как электроны, так и их антиподы в полупроводниках — положительные дырки. С $T \approx 1000-1200^\circ\text{C}$ начинает преобладать собственная ионная проводимость, которая при более высоких температурах становится доминирующей.

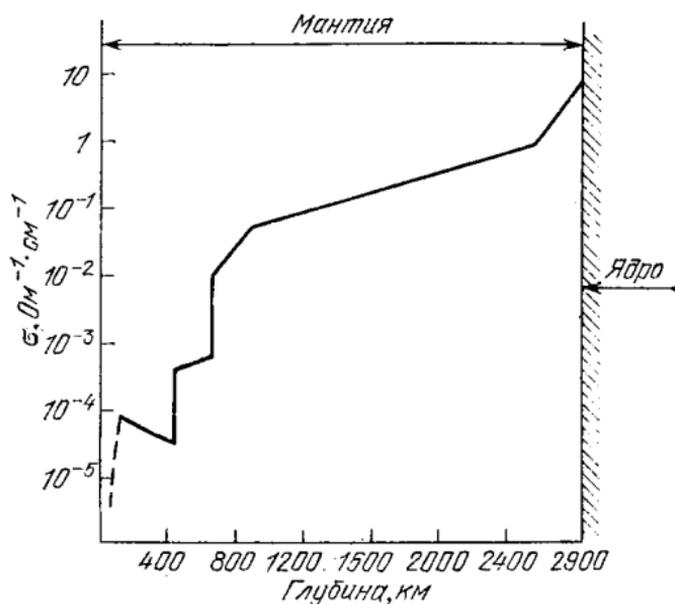


Рис. 25. Электропроводность мантии как функция глубины.

Так как с ростом глубины растет и температура, а рост температуры в изоляторах и полупроводниках приводит к быстрому росту электропроводности, то это объясняет резкое нарастание электропроводности с глубиной в наружных слоях Земли (на рис. 25 показано прерывистой линией). По мере погружения на большие глубины мы вступаем в область «проводящего слоя», где основную роль уже играет собственная ионная проводимость со значением $\sim 10^{-4}$ Ом⁻¹·см⁻¹. Температура на глубине залегания «проводящего слоя» может рассматриваться как реперная температурная точка ($T \approx 1100-1200^\circ\text{C}$). Проводимость продолжает нарастать по мере приближения температуры земных недр к температуре плавления мантийного вещества. С погружением в глубь Земли давление заметно нарастает, что в свою очередь приводит к росту температуры плавления мантийных пород с глубиной. Заметим, что при этом температура плавления ра-

стет быстрее, чем реальные температуры земных недр. По мере продвижения вглубь и отклонения температуры земных недр от температуры плавления $T_m(l)$ начинает уменьшаться и проводимость. Это обусловлено тем, что собственная ионная проводимость тем больше, чем ближе температура к температуре плавления, и если температура начинает отклоняться от температуры плавления, то проводимость уменьшается. Это объясняет зону пониженной электропроводности на глубинах $\sim 150-420$ км.

Уменьшение электропроводности продолжается до границы с переходным слоем Голицына (слой *C*) на глубинах ~ 400 км и, вероятно, захватывает верхние части этого слоя. В переходном слое проводимость снова резко возрастает в связи с переходом к собственной полупроводниковой электронной проводимости. Физически это обусловлено рядом фазовых переходов с ростом глубины в слое *C*. Показанное на рис. 25 распределение проводимости в зоне фазовых переходов носит условный характер. Оно схематизировано скачкообразным ростом коэффициента электропроводности на глубинах фазовых переходов ($l \sim 420$ км и $l \sim 670$ км). Вещество нижней мантии является электронным полупроводником. На проводимость полупроводника влияет как давление, так и температура.

Исследование показывает, что в условиях нижней мантии (слой *D*) электропроводность возрастает как из-за роста температуры, так и из-за роста давления. По современным представлениям (см. § 8.4), на обеих границах нижней мантии должны формироваться тепловые погранслои — зоны аномально больших градиентов температуры, разделенные обширной зоной адиабатического распределения температур (см. рис. 26 на с. 126, кривая 3). В связи с этим на границах нижней мантии возрастание электропроводности происходит заметно быстрее, чем на протяжении основной ее части с адиабатическим распределением температур. В целом на протяжении нижней мантии происходит возрастание электропроводности примерно в тысячу раз.

Земное ядро состоит из расплавленного металла. По оценкам проводимость ядра равна $\sim 3 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Глава 5

ГЕОТЕРМИКА. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ТЕПЛОВОЙ ПОТОК ИЗ НЕДР ЗЕМЛИ

«Представляется несомненным, что наблюдаемый тепловой режим нашей планеты может существовать лишь в том случае, когда количество урана и тория быстро падает уже на небольшом расстоянии от земной поверхности».

В. И. Вернадский,
«Очерки геохимии».

Геотермика изучает тепловое состояние Земли и распределение температуры в ее недрах. Вопрос о распределении температуры тесно связан с распределением источников тепла в глубинах Земли. Оба этих вопроса имеют фундаментальное значение для любых гипотез о строении и эволюции Земли. Температура T вместе с давлением p являются важнейшими параметрами земных недр, так как задание p и T определяет состояние вещества. Действительно, многие свойства вещества земных недр (теплопроводность, электропроводность, вязкость, диссипативная функция Q^{-1} , предел текучести горных пород и другие параметры) в значительной мере зависят от температуры на данной глубине. Знание распределения температур в Земле позволяет также ориентироваться при выборе той или иной гипотезы происхождения Земли. Так, например, гипотеза происхождения Земли из газопылевого облака приводит к сравнительно холодному начальному состоянию Земли, а гипотеза изначально расплавленной Земли (гипотеза горячего происхождения) приводит к значительно большим начальным температурам. Из-за исключительно большой тепловой инерции земных недр эти начальные различия температур не могли полностью стереться в процессе тепловой эволюции Земли,

Наконец, из всех наблюдаемых геофизических и геологических явлений поток тепла через поверхность Земли с энергетической точки зрения наиболее значителен, так как связанная с ним отдача энергии в единицу времени (для всей Земли $\sim 10^{28}$ эрг/год) в 10—100 раз больше, чем вся энергия, высвобождающаяся при землетрясениях и вулканической деятельности. В этом смысле и говорят, что тепловой поток из земных недр характеризует основной масштаб энергетики планеты. Все остальные процессы, протекающие в земных недрах, являются с энергетической точки зрения явлениями как бы побочными, сопровождающими тепловую эволюцию планеты.

Развитие геотермики как научной дисциплины не могло начаться, пока не были открыты основные источники тепла в ее недрах. Таким образом, открытие радиоактивности в конце прошлого века произвело революцию сразу в двух геофизических дисциплинах — геохронологии и геотермике. Действительно, уже в 1906 г. лорд Рэлей понял значение радиоактивности для энергетики нашей планеты. Он произвел оценки и показал, что та небольшая примесь радиоактивных элементов урана и тория (а также, как мы теперь знаем, калия), которая содержится в горных породах, достаточна, чтобы служить основным источником тепла, определяющим термику планеты.

То, что температура земных недр высока, было известно давно. Об этом свидетельствовали вулканические извержения и рост температуры при погружении в глубокие шахты. Скорость возрастания температуры с глубиной носит в геофизике название геотермического градиента. В невулканических районах геотермический градиент составляет примерно 3°C на 100 м глубины. Величина геотермического градиента, вообще говоря, заметно варьирует от места к месту и лежит в интервале от 1 до 5°C на каждые 100 м. В среднем у поверхности Земли геотермический градиент составляет 20 град/км. Второй геотермической величиной, которая может быть определена экспериментально, является тепловой поток из земных недр. Он обозначается буквой q и равен произведению коэффициента теплопроводности κ на градиент температуры ∇T :

$$q = \kappa \nabla T. \quad (47)$$

На практике определяют темп нарастания температуры в глубь Земли ∇T и значение κ для горных пород, слагаю-

пких скважину или шахту, в которых производится измерение. Затем с помощью (47) вычисляют q .

Измерение теплового потока требует предосторожностей, так как тепловое состояние наружного покрова толщиной в несколько десятков метров определяется метеорологическими факторами. Имеются и другие причины, которые могут маскировать истинное значение q , характеризующее потерю тепла планетой. В связи с отмеченными трудностями первые прецизионные измерения теплового потока на континентах были выполнены сравнительно недавно, в 1939 г., Буллардом в Южной Африке и Бенфилдом в Англии. Первые измерения теплового потока на океанах (в Атлантике) были выполнены в 1956 г. Буллардом с сотрудниками. Измерения теплового потока на океанах для геофизики исключительно важны, так как водная оболочка Земли по площади составляет $3/4$ всей поверхности планеты. Эти измерения дали для q примерно те же значения, которые были получены на континентах, что явилось в то время сенсацией (об этом мы скажем ниже). Накопление экспериментальных данных о тепловом потоке первое время шло довольно медленно. К 1960 г. было известно немногим более 100 измерений. В связи с усовершенствованием техники морских измерений с начала 60-х годов число определений теплового потока стало резко возрастать.

Так, к 1965 г. было выполнено 1040 определений q , к середине 1969 г. это число достигло 3560, а к началу 1982 г. накоплено 7000 определений теплового потока. Мировая средняя потеря тепла с поверхности Земли составляет $1,48 \cdot 10^{-6}$ кал/(см² · с). Среднее значение для континентов равно 1,41 мккал/(см² · с), а для океанов 1,51 мккал/(см² · с) *).

Значения теплового потока являются интегральной мерой термического состояния приповерхностной зоны до

*) В геотермике используются следующие единицы:
Для измерения теплового потока

$$1 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) = 4,19 \text{ Вт}/\text{см}^2 = 4,19 \cdot 10^7 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) = \\ = 4,19 \cdot 10^4 \text{ Вт}/\text{м}^2; \\ 1 \text{ е. т. п.} = 1 \text{ мккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) \text{ (е. т. п. — единица теплового потока)}.$$

Для измерения генерации тепла в горных породах

$$1 \text{ е. г. т.} = 10^{-13} \text{ кал}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}) \text{ (е. г. т. — единица генерации тепла);} \\ 1 \text{ кал} = 4,19 \text{ Дж} = 4,19 \cdot 10^7 \text{ эрг}, 1 \text{ мккал} = 10^{-6} \text{ кал}.$$

глубин в несколько сотен километров. Оказалось, что различные значения теплового потока коррелируют с различными геологическими структурами. В связи с этим геотермические данные все шире начинают использоваться при физической интерпретации геологических структур.

В отличие от распределения плотности, давления и ускорения силы тяжести, которые известны достаточно точно, распределение температуры в недрах Земли еще определено неточно.

Оценить температуру в недрах Земли можно путем следующих соображений. Средний геотермический градиент у поверхности Земли равен 20 град/км. Поскольку градиент температуры не возрастает с глубиной, на глубинах $l \approx 100$ км температура не более 2000 °С. Более точными «термометрами» на этих глубинах являются расплавленные первичные очаги вулканов: температуры плавления лав известны и равны ~ 1200 °С.

В самое последнее время детальное исследование фазовой диаграммы $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ позволило определить реперную температуру на глубине, соответствующей первой зоне фазовых переходов ($l \sim 400$ км). Эта температура равна $\sim 1600 \pm 50$ °С (см. § 7.4).

Мантия Земли по отношению к механическим колебаниям — сейсмическим волнам ведет себя как твердое тело; поэтому за верхний предел температур в мантии Земли принимают распределение температур вдоль кривой плавления. На основании лабораторных данных температуру плавления на глубине 100 км полагают равной ~ 1500 °С (или 1800 К). Эти «опорные точки» позволяют с помощью эмпирических геофизических данных и полуэмпирических формул для кривой плавления определить распределение температур плавления в мантии Земли и, в частности, оценить, что на границе с ядром Земли температура плавления вещества порядка $(5 \div 6,5) \cdot 10^3$ К.

Земное ядро находится в расплавленном состоянии. Ввиду этого за нижний предел температур в ядре можно принять значения, соответствующие кривой плавления. Если ядро состоит из железа, то, согласно лабораторным данным, температура плавления железа при $p \approx \approx 1,4 \cdot 10^6$ бар (давление на границе мантия — ядро) не более 4600 К. По-видимому, ядро состоит не из чистого железа, а содержит примеси легких элементов, что должно несколько понизить температуру плавления железа.

На основании этих данных считают, что температура на границе мантия — ядро лежит в интервале $\sim (4 \div 5) \cdot 10^3$ К.

В жидком ядре температуры не могут быть выше так называемых адиабатических температур. Понятие адиабатических температур или адиабатического градиента температуры играет важную роль в физике Земли и планет. Дело в том, что кривая адиабатических температур разграничивает области действия молекулярного и конвективного механизмов переноса тепла. Если температуры ниже адиабатических (точнее, градиент температуры ниже адиабатического градиента), то теплоперенос в среде возможен лишь за счет молекулярного механизма теплопроводности. Это очень слабый механизм теплопереноса. Если же температуры больше адиабатических, то возникает конвекция — гидродинамическое перемешивание жидкости. Механизм теплопереноса путем конвекции является очень мощным. Поэтому, если бы в земном ядре температуры заметно превосходили адиабатические, то все тепло земного ядра сверх адиабатического было бы быстро вынесено в результате конвекции к внешней границе ядра с мантией Земли, а температуры ядра приняли бы адиабатические значения.

В то же время для поддержания магнитного поля в ядре все время должна идти слабая конвекция. Следовательно, температуры в ядре Земли должны быть близки к адиабатическим. Адиабатические температуры земного ядра можно рассчитать теоретически, если только мы знаем температуру у начала адиабатической кривой (на границе мантия — ядро). Мы уже говорили, что последняя величина составляет $\sim (4-5) \cdot 10^3$ К, а это приводит к температуре в центре Земли $\sim 6 \cdot 10^3$ К. Ошибка последнего значения может достигать тысячи градусов. Изложенная выше методика оценки температуры в земных недрах может быть названа методом реперных точек. «Реперами» являются температура плавления лав на глубине 100 км, температура на глубине 400 км в зоне фазового перехода оливин — шпинель и температура на границе мантия — ядро. На рис. 26 показаны температуры в мантии Земли (распределение температур в ядре дано на рис. 47 в § 7.7). Кривая 1 дает распределение адиабатических температур, а кривая 4 — распределение температуры плавления. Эти распределения являются нижней и верхней границей температур в мантии. Скачки на этих кривых на глубинах 420 и 670 км обусловлены фазовыми переходами минералов в более плотные модификации.

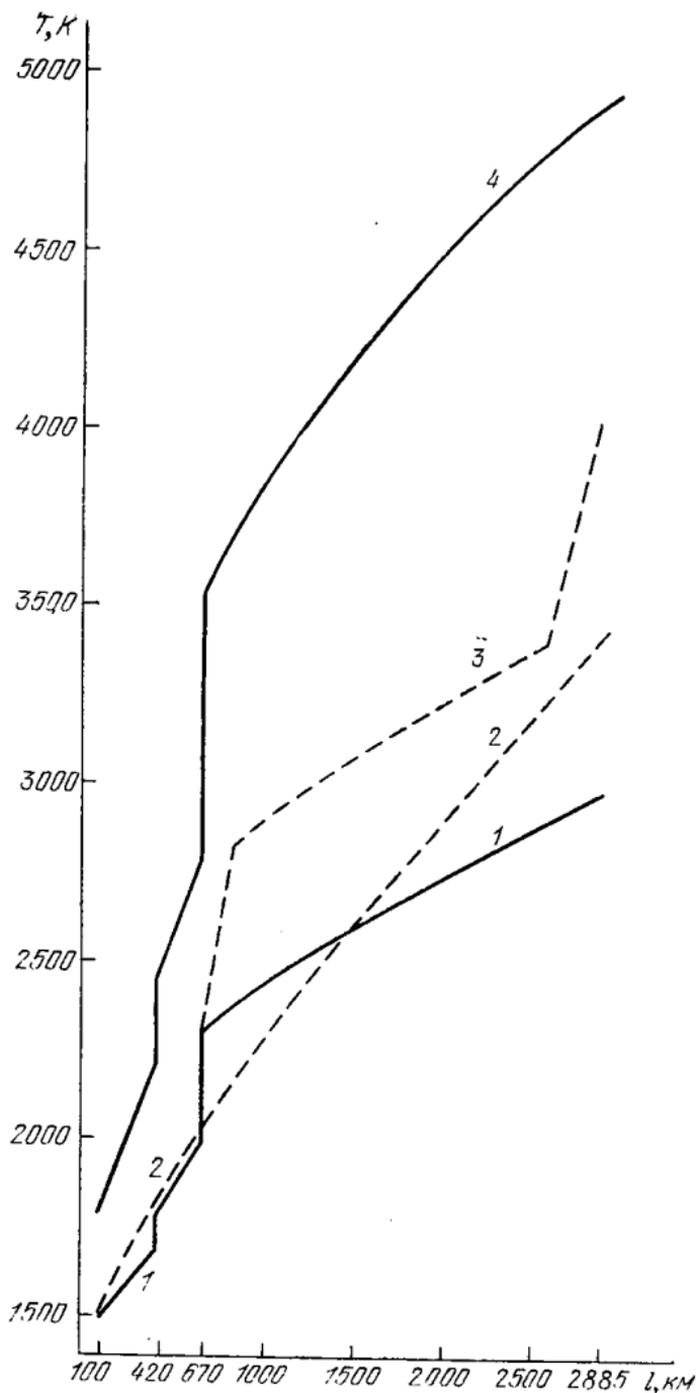


Рис. 26 Температуры мантии Земли. 1 — адиабатические температуры, 2 — пробное распределение температуры без тепловых погранслоев, 3 — распределение температуры с тепловыми погранслоями на границах нижней мантии (при $l < 670$ км оно совпадает с кривой 1), 4 — кривая плавления.

Плавная кривая 2 построена методом реперных точек. Наконец, наиболее интересное распределение температур дается кривой 3. Два резких нарастающих температуры на глубинах $\sim 700-900$ и $\sim 2600-2885$ км связаны с температурными пограничными слоями, которые, видимо, должны образовываться в конвективной мантии. Вывод о возможности такого температурного распределения сделан в § 8.4 при рассмотрении конвекции в мантии в связи с механизмами тектоники плит. Поэтому смысл этого температурного распределения станет ясным читателю после прочтения § 8.4. Вопрос о детальном распределении температуры в мантии является важнейшей еще не решенной проблемой современной геофизики.

Продолжим теперь изложение основных понятий классической геотермики. В отличие от геомагнитного поля, которое быстро изменяется, температурное поле Земли характеризуется большим постоянством. Это обусловлено малой теплопроводностью вещества земных недр, очень малой скоростью их разогревания за счет радиоактивного распада примеси радиогенных элементов и большими расстояниями, которые тепло должно пройти прежде, чем оно выйдет на поверхность Земли. Качественно распределение температуры в недрах больших космических тел легко уяснить с помощью размерного соотношения

$$\Delta t \sim \frac{(\Delta l)^2}{\chi}, \quad (48)$$

где $\chi = \kappa / c_p \rho$ — коэффициент температуропроводности, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, ρ — плотность, Δt — интервал времени, за который температуры заметно выравниваются в точках тела на расстоянии Δl . Соотношение (48) следует понимать так. Пусть в каком-либо месте среды выделилось некоторое количество тепла, так что температура возросла на ΔT по сравнению с температурой в точке наблюдения на расстоянии Δl . Тогда соотношение (48) дает оценку интервала времени (Δt), за которое произойдет выравнивание температуры между точкой наблюдения и местом выделения тепла. Применим (48) к Земле в целом. Положив $\Delta l \sim 6400$ км, $\chi \sim 0,005$ см²/с (характерное значение для горных пород), получим «время остывания Земли» $\sim 10^{12}$ лет; это заметно превышает «время жизни Земли», равное $4,5 \cdot 10^9$ лет. Следовательно, если бы Земля не разогревалась за счет внутренних источников тепла, то первоначальное тепло земных недр излучилось бы во внешнее пространство за

10^{12} лет. Поставим теперь задачу по-другому. Зададим вопрос: «Чему равна толщина наружной оболочки Земли, из которой за время $\sim 4,5 \cdot 10^9$ лет мог произойти отток тепла к земной поверхности?» Снова используем формулу (48). Полагая $\Delta t \sim 4,5 \cdot 10^9$ лет, $\chi \sim 0,005$ см²/с, найдем $\Delta l \sim 300$ км. Более детальное рассмотрение показывает, что слой остывания имеет толщину 600—900 км. На основании проведенного анализа можно заключить, что в наружном слое 600—900 км температура должна снижаться за счет остывания, а в глубинных недрах планеты распределение температуры слабо «деформировано» оттоком тепла к поверхности.

В заключение рассмотрим, как формируется поток тепла на континентах и океанах. Раньше этот вопрос рассматривался следующим образом. В среднем земную кору на континентах можно представить в виде 15-километрового слоя гранита, расположенного на слое базальта такой же толщины. Концентрация радиогенных источников тепла в гранитах и базальтах хорошо изучена. Это позволяет подсчитать генерацию тепла в гранитах ($1,9 \cdot 10^{-5}$ кал/(см³ · год)) и базальтах ($0,35 \cdot 10^{-5}$ кал/(см³ · год)). Вклад от обоих слоев в тепловой поток равен 34 кал/(см² · год). Если полученную цифру сравнить со средним тепловым потоком, который ежегодно рассеивается с поверхности Земли и составляет ~ 47 кал/(см² · год), то мы увидим, что оно более чем на 70% определяется тепловыделением в гранитном и базальтовом слоях. В проведенных расчетах предполагалось, что концентрация радиоактивных элементов в гранитном и базальтовых слоях Земли постоянна по глубине. В 1968 г. американские геофизики Берч, Рой и Блекуэлл, а также Лахенбрух пересмотрели указанный выше классический метод оценки вклада коры и мантии в полный тепловой поток на континентах. Вначале была установлена линейная связь между полным тепловым потоком q и радиогенным тепловыделением в поверхностных гранитных породах A (размерность кал/(см³ · с)) для ряда характерных геологических провинций (регионов):

$$q = q_0 + dA, \quad (49)$$

где d — некоторая постоянная, имеющая размерность длины, а вторая постоянная q_0 имеет размерность теплового потока кал/(см² · с). На практике экспериментально определяют q и A в различных местах изучаемого региона и затем на плоскости qA строят экспериментальный график

q как функцию A . Оказывается, что экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую (49). Следовательно, q_0 по физическому смыслу соответствует составляющей теплового потока, которая идет из мантии, так как q_0 — тепловой поток в некоторой искусственной местности рассматриваемого региона, в которой концентрация радиогенных источников в коре $A = 0$. Определенная на практике «эффективная длина» d оказалась равной $\sim 8-10$ км. Это означает, что если бы концентрация радиоактивности в коре A была постоянной, то достаточно было бы слоя мощности d , чтобы обеспечить коровую составляющую теплового потока. В действительности по сейсмическим данным мощность земной коры в среднем равна 30—40 км. Отсюда с неизбежностью вытекает, что величина A должна быть убывающей функцией глубины l . На основании приведенных и других соображений эту функцию выбирают в следующем виде:

$$A(l) = A_0 e^{-l/d}, \quad A_0 = A \quad (l = 0). \quad (50)$$

Формула (50) дает закон, по которому концентрация радиоактивных элементов убывает с глубиной в земной коре. Конечно, закономерность (50) не следует понимать буквально, но она, видимо, в среднем правильно передает убывание $A(l)$ с глубиной. Теперь легко установить физический смысл константы d в (49). Согласно (50) постоянная d равна глубине, на которой концентрация радиоактивности уменьшается в e раз для «толстой» земной коры $l_1/d > 2 \div 3$, где l_1 — мощность земной коры. Если принять $A(0) = A_0 = 1,9 \cdot 10^{-5}$ кал/(см³ · год), т. е. значение для гранитов, приведенное нами выше, положить $d = 10$ км = 10^6 см, а для полного потока q взять значение ~ 47 кал/(см² · год), то согласно (49) для потока из мантии получим $q_0 = 28$ кал/(см² · год). Следовательно, пересмотр вопроса о вкладе коры $q_k = dA_0$ в полный тепловой поток q заметно понизил классическую оценку $\geq 70\%$ q до значения $\sim 40\%$ q .

Наблюдения показывают, что все три величины q , q_0 , q_k меняются от региона к региону, и мы на этом не останавливаемся. Оценка вклада океанической коры в тепловой поток на океанах значительно проще. Земная кора на океанах состоит из 5—6-километрового базальтового слоя. Концентрация радиоактивности и тепловыделение в океанических базальтах заметно меньше, чем в континентальных ($\sim 0,06 \cdot 10^{-5}$ кал/(см³ · год)). Вклад в тепловой поток от столь тонкого слоя базальта составляет

всего $\sim 0,4$ кал/(см² · год), т. е. пренебрежимо малую величину.

Такой подсчет был сделан еще до первых определений теплового потока на океанах в 1956 г. Ожидалось, что тепловой поток на океанах должен быть заметно меньше, чем на континентах. Но когда Буллард, а затем и другие получили значение теплового потока на океанах, совпадающее со значением потока на континентах, то это было неожиданно и было встречено с удивлением в геофизическом мире. Самое простое объяснение этого результата основано на предположении, что количество радиогенных источников тепла на единицу площади и на континентах, и на океанах одинаково. Отличие заключается только в том, что на континентах источники сосредоточены в основном в наружных гранитном и базальтовом слоях, а на океанах эти источники рассредоточены на глубину в несколько сотен километров. Однако это простейшее объяснение не является единственно возможным. В результате вопрос о равенстве тепловых потоков на континентах и океанах остается одним из важнейших дискуссионных вопросов геофизики сегодняшнего дня.

Наконец, приведем следующие полезные оценки. Подсчитаем потерю тепла Землей за время ее существования $\sim 4,6 \cdot 10^9$ лет в предположении постоянства ее теплового потока $Q \sim 2,4 \cdot 10^{20}$ кал/год. Имеем $Q_{\tau} \sim 2,4 \cdot 10^{20} \cdot 4,6 \times 10^9 \approx 1,1 \cdot 10^{30}$ кал. Оценим теперь теплоемкость Земли. Теплоемкость силикатов равна $\sim 0,3$ кал/(г · °С), теплоемкость «железного» вещества ядра в три раза меньше: $\sim 0,1$ кал/(г · °С). Соответственно массы силикатной оболочки и ядра Земли равны $4 \cdot 10^{27}$ г и $2 \cdot 10^{27}$ г. Тогда средняя теплоемкость Земли

$$c_3 \sim 0,3 \cdot 4 \cdot 10^{27} + 0,1 \cdot 2 \cdot 10^{27} = 1,4 \cdot 10^{27} \text{ кал/}^\circ\text{С.}$$

Поделив среднюю теплотерю Земли Q_{τ} на ее среднюю теплоемкость c_3 , определим «эффективную» температуру остывания Земли $(\Delta T)_3$, которая еще имеет смысл средней теплотери Земли, выраженной в градусах:

$$(\Delta T)_3 \sim \frac{Q_{\tau}}{c_3} = \frac{1,1 \cdot 10^{30}}{1,4 \cdot 10^{27}} \sim 800 \text{ }^\circ\text{С,}$$

т. е. все остывание Земли за время ее существования равно ~ 800 °С. Естественно возникает вопрос: сильное, среднее или слабое остывание испытала Земля за время своей эволюции? Для ответа на него необходимо познать

миться с оценками основных источников энергии в Земле. Эти оценки следующие: начальная температура Земли при ее возникновении из газопылевого протопланетного облака $\sim 1000^\circ\text{C}$; энергия гравитационной дифференциации первичной однородной Земли на железное ядро и силикатную мантию и кору $\sim 2500^\circ\text{C}$. Это грандиозное событие в истории Земли — разделение на ядро и мантию — должно было произойти в догеологическую эпоху, т. е. более $3,8 \cdot 10^9$ лет назад (возраст древнейших горных пород, обнаруженных на поверхности Земли). Энергия радиоактивного распада оценивается следующим образом. Тепловыделение в Земле на единицу массы равно $Q_m \sim Q/M \sim 2,4 \cdot 10^{20} / 6 \cdot 10^{27} = 4 \cdot 10^{-8}$ кал/(г·год), что практически совпадает с тепловыделением на грамм в углистых хондритах, из материала которых, как считается, образовалась наша планета. Это указывает на то, что в настоящее время Земля как бы находится в стационарном состоянии — именно, она теряет столько же тепла, сколько в ней образуется из-за радиоактивного распада. Радиоактивный распад на протяжении жизни Земли медленно ослабевает (он уменьшился примерно в 4—5 раз). Таким образом, средняя мощность радиогенного тепловыделения в 2—2,5 раза больше, чем величина современного теплового потока. Это дает $(2—2,5) \cdot 1,1 \cdot 10^{20}$ кал, а поделив эту величину на теплоемкость Земли c_3 , получим соответствующую оценку в градусах $\sim (1600—2000)^\circ\text{C}$. На основе всех этих оценок остывание Земли на 800°C следует признать скорее малым или средним, чем большим.

Изложенные в этой главе основные представления классической геотермики получили дальнейшее развитие после появления тектоники плит, когда стало ясно, что в обширных зонах мантии перенос тепла осуществляется в результате конвективного тепло-массопереноса. Современные представления о тепловом режиме Земли изложены в гл. 8.

Глава 6

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

«Бриджмен главным образом работал в физике, но он отдавал себе ясный отчет в том, что его работы потенциально применимы и к геологии, и к геофизике. Он опубликовал ряд работ, посвященных изучению свойств горных пород и минералов; первая из них вышла в свет в 1918 г. Пророческое утверждение появилось в его работе 1936 г.: «Большое число полиморфных превращений, найденных при высоких давлениях, существенно для геологии, по крайней мере для тех частей земной коры, которые находятся в кристаллическом состоянии...». Далее в этой же работе он замечает: «Геология в своем развитии быстро приближается к такому положению, когда она не сможет больше уходить в сторону от решения основной проблемы, стоящей перед ней,— определить реальное физическое и химическое поведение тех материалов, из которых в действительности состоит земная кора».

Фрэнсис Берч,

«Замечания к статье В. Н. Жаркова
и В. А. Магницкого «Эволюция геофизики».

Непосредственное проникновение в недра Земли затруднено. В таком случае возникает естественная идея попытаться изучить недра Земли, моделируя их в лабораторных условиях. Земля является естественной лабораторией высоких давлений. Давление в центре Земли равно примерно 3,5 млн. атм*), а температуры достигают

*) Напомним связь между различными единицами, употребляемыми для измерения давления: $1 \text{ бар} = 10^6 \text{ дин/см}^2 = 1,01972 \text{ кг/см}^2 = 0,986324 \text{ атм}$. В физике высоких давлений обычно используют килобары ($1 \text{ кбар} = 10^3 \text{ бар}$) и мегабары ($1 \text{ Мбар} = 10^6 \text{ бар}$).

6000 °С. Этими цифрами, собственно, и определяется тот диапазон давлений и температур, в котором следует проводить моделирование. Динамические методы, использующие для сжатия мощные ударные волны, покрывают весь диапазон геофизических давлений и температур. При динамических сжатиях эксперимент длится доли микросекунды, но современная аппаратура позволяет выполнять все необходимые измерения. Накопление экспериментальной информации о поведении геофизических материалов при высоких давлениях и температурах позволило приступить к физической интерпретации состояния и состава вещества земных недр.

Прежде чем излагать результаты лабораторных экспериментов, скажем несколько слов о геофизических материалах.

6.1. Геофизические материалы

Названия важнейших силикатов и их механические параметры при нормальных условиях даны в табл. 2.

Главным структурным элементом силикатов является кремнекислородный тетраэдр, в центре которого расположен ион Si^{+4} , а в вершинах — ионы O^{-2} . Способы соединения тетраэдров могут быть следующими: 1) каждый ион кислорода является общим для двух тетраэдров, в результате чего получается структура, характерная для минералов группы кварца SiO_2 ; 2) через ионы кислорода тетраэдры связываются с катионами металлов («островные» силикаты); структурой такого типа обладают некоторые ортосиликаты; 2) третий способ может быть представлен в виде комбинации первых двух. Все силикаты можно себе представить как состоящие из шарообразных ионов, каждый из которых характеризуется своим значением ионного радиуса. Ионные радиусы измеряются в ангстремах, $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$.

Основной объем в силикатах заполняют крупные анионы кислорода O^{-2} ($r_{\text{O}^{-2}} = 1,36 \text{ \AA}$). Ионные радиусы основных катионов (Si^{+4} , Mg^{+2} , Fe^{+2} , Fe^{+3} , Al^{+3} , Ca^{+2} , Na^{+1} , K^{+1}) меньше (соответственно 0,39; 0,74; 0,80; 0,67; 0,54; 1,04; 0,98; 1,33). Методами рентгеноструктурного анализа было установлено, что расстояние между ионами кислорода в тетраэдре составляет $2,6 \text{ \AA}$, а между ионами кислорода и кремния примерно $1,6 \text{ \AA}$. Ионы кислорода, принадлежащие

Группа		Название минерала	Формула	Плотность, г/см ³	Жесткость, 10 ¹² дин/см ²	Модуль сжатия, 10 ¹² дин/см ²	v_p , км/с	v_s , км/с	$\Phi = K/\rho$ км ² /с ²
Амфиболы		Роговая обманка	(Ca, Na) ₂ (Mg, Fe) ₄ (Al, Fe)(OH) ₂ [(Si, Al) ₄ O ₁₁] ₂	3—3,4					
		Тремолит	Ca ₂ Mg ₅ (Si ₈ O ₂₀)(OH) ₂	2,9—3,2					
Слюды		Биотит	K ₂ (Mg, Fe) ₆ (Si ₆₋₅ Al ₂₋₃ O ₂₀)(OH, F) ₄	2,7—3,2	0,273	0,50	5,36	3,00	16,7
		Мусковит	KAl ₂ (AlSi ₃ O ₁₀)(OH) ₂	2,8—3,0	0,316	0,52	5,88	3,41	19,1
Алюмосиликаты		Ортоклаз	KAl(Si ₃ O ₈)	2,5—2,6	0,239	0,50	5,68	3,09	18
		Альбит	NaAl(Si ₃ O ₈)	2,6—2,7	0,294	0,54	6,02	3,39	20
		Анорит	Ca(AlSiO ₄) ₂	2,7—2,8	0,91	0,91	5,90	3,45	33
		Нефелин	Na(AlSiO ₄)	2,5—2,6	0,276	0,50			22,7
Другие минералы		Тальк	Mg ₃ (Si ₂ O ₅) ₂ (OH) ₂	2,7—2,8	0,08	0,29	3,84	1,69	10,9
		Периклаз	MgO	3,56		1,70	9,77	5,96	47
		Железо	Fe	7,87	0,76	1,66			21

Физические параметры важнейших силикатов при нормальных условиях

Группа	Название минерала	Формула	Плотность, г/см ³	Жесткость, 10 ¹² дин/см ²	Модуль сжатия, 10 ¹² дин/см ²	ν_p , км/с	ν_s , км/с	$\Phi = K \cdot \rho$, км ² /с ²
Кварц	Кварц	SiO ₂	2,648	0,443	0,377	6,05	4,09	14,2
	Кюсит		2,92	0,513	0,972	7,53	4,19	33,3
	Стшовит		4,28	1,32	3,43	11,0	5,55	80
Ортопикнаты	Оливин	(Mg, Fe) ₂ SiO ₄	3,3—3,5	0,811	1,286	8,569	5,015	40
	Форстерит	Mg ₂ SiO ₄	3,214	0,838	1,27	8,45	5,01	38
	Оливин	Mg _{1,8} Fe _{0,2} SiO ₄	3,34	0,726	1,27	7,66	4,36	33
	Оливин	Mg _{1,0} Fe _{1,0} SiO ₄	3,82	0,524	1,37	7,26	3,66	33
	Оливин	Mg _{0,4} Fe _{1,6} SiO ₄	4,17	0,510	1,32	6,75	3,41	30
	Фаялит	Fe ₂ SiO ₄	4,39	0,814	2,05	8,05	4,10	42
	Шилзель	Fe ₂ SiO ₄	4,85	0,936	1,5—1,8	8,7	4,8	40—45
	Гранаты	(Ca, Mg, Fe ²⁺ , Mn) ₃ (Al, Fe ³⁺ , Cr) ₂ (SiO ₄) ₃	3,2—4,3 3,2—3,4	0,623	0,91—1,11	7,73	4,40	28
	Диопсид	CaMg(SiO ₃) ₂	3,2—3,6	0,556	0,93	7,33	4,28	29
	Авгит	Ca(Mg, Fe, Al)(Si, Al)O ₃ I ₂	3,3—3,5		1,28			39
	Жадеит	NaAl(SiO ₃) ₂						
Пироксены	Энстатит	MgSiO ₃	3,2	0,797	1,212	8,36	4,99	38
	Гиперстен (бронзит)	Mg _{0,85} Fe _{0,15} SiO ₃	3,34	0,757	1,049	7,85	4,76	31,5
	Гиперстен	Mg _{0,7} Fe _{0,3} SiO ₃	3,44	0,725	1,073	7,70	4,59	31
	Ферросилит	FeSiO ₃	3,98	0,551	1,161	6,90	3,72	29

разным тетраэдрам, находятся друг от друга на расстоянии 2,8—2,9 Å. Приведенные цифры таковы, что структуру силикатов можно рассматривать с точки зрения теории плотнейшей упаковки шаров. Накладывая определенным образом плоские слои шаров, прилегающие плотнейшим образом друг к другу, можно получить два типа плотно упакованных структур — гексагональную и кубическую, которые отличаются своей симметрией. В плотноупакованной структуре шары, ее заполняющие, занимают три четверти пространства. Между шарами имеется два типа пустот. Одни окружены четырьмя шарами и имеют, следовательно, координационное число 4, а другие расположены между шестью шарами и имеют координационное число 6. Указанные пустоты в силикатах соответственно называются тетраэдрическими и октаэдрическими. В силикатах на n кислородных анионов, уложенных плотнейшим образом, приходится n октаэдрических пустот и $2n$ тетраэдрических, т. е. на один анион O^{2-} приходится одна октаэдрическая и две тетраэдрические ячейки, которые частично заполняются катионами. Соответственно силикаты можно рассматривать как структуры, заполненные кремнекислородными тетраэдрами, или же как структуры, заполненные кислородными октаэдрами, в центре которых расположен тот или иной металлический катион *).

Горные породы представляют собой агрегаты минералов, и именно с ними мы обычно встречаемся в естественных условиях. Важнейшие породообразующие минералы приведены в табл. 2. К ним следует добавить шпинель $MgAl_2O_4$, минерал группы алюмошпинелей, и всю совокупность шпинелидов (шпинелей) — минералов с общей формулой AB_2O_4 , где A — Mg , Zn , Mn^{+2} , Fe^{+2} , Ni^{+2} , Co^{+2} ; B — Al , Mn^{+3} , Fe^{+3} , Ti^{+4} , V^{+3} , Cr^{+3} . В зависимости от преобладающего катиона B различают: алюмошпинели — группа шпинели; феррошпинели — группа магнетита; хромошпинели — группа хромита; титано- и ванадишпинели.

Свойства горной породы определяются в основном ее породообразующими минералами. По генетическому при-

*) Структурам силикатов посвящены специальные книги: Брэгг У. Л., Жларингбулл Г. Ф. Кристаллическая структура минералов. — М.: Мир, 1967; Белов Н. В. Очерки по структурной минералогии. — М.: Недра, 1976; Боксий Г. Б. Кристаллохимия. — М.: Наука, 1971.

знаку различают магматические (или изверженные), осадочные и метаморфические породы.

Осадочные и метаморфические породы имеют вторичное происхождение. Первые образуются на поверхности Земли в результате разнообразных процессов, вторые — на некоторой глубине в земной коре путем перекристаллизации других пород. При застывании расплава внутри земной коры образуются интрузивные породы, а при застывании расплава на поверхности — эффузивные (излившиеся). Последние имеют обычно плохо различимую кристаллическую структуру либо являются аморфными телами.

По содержанию главного окисла SiO_2 изверженные породы делятся на четыре группы: кислые, содержащие 65—75% SiO_2 (граниты, гранодиориты, липариты, дациты и др.); средние — ~60% SiO_2 (диориты, андезиты и др.); основные (базиты) — 45—55% SiO_2 (высокое содержание Al, Ca, Fe, Mg и небольшое количество Na и еще меньшее K; различного типа базальты); ультраосновные (ультрабазиты или гинербазиты) — ~40% SiO_2 .

Мантия Земли состоит из ультрабазитов. Ультрабазиты характеризуются низким содержанием SiO_2 , Al_2O_3 , Na_2O , K_2O и высоким содержанием MgO и $\text{FeO} + \text{Fe}_2\text{O}_3$. Важнейшими минералами в этих породах является оливин, ромбический и моноклинный пироксен, амфиболы, а плагиоклазы в них практически отсутствуют. Условно ультрабазиты можно разделить на три группы: 1) пироксениты (в основном пироксеновые породы) и горбленды (пироксеновые породы, в которых амфибол в значительной мере заместил пироксен), 2) перидотиты — породы, состоящие из оливинов и пироксенов с преобладанием оливина, 3) оливиниты и дуниты — существенно оливиновые породы. Наибольшее значение имеют перидотиты. По минералогическому составу перидотиты разделяются на следующие группы: 1) пироксеновые — преобладающая разновидность, которая в свою очередь разделяется на: гарцбургиты (глубинная горная порода) — с ромбическим пироксеном, лерцолиты — с ромбическим и моноклинным пироксеном, верлиты — с моноклинным пироксеном; 2) роговообманковые, содержащие вместо пироксена (или вместе с ним) роговую обманку; 3) плагиоклазовые, представляющие собой переход к оливиновым норитам или оливиновым габбро; 4) слюдяные, содержащие темную слюду (флогопит или биотит); 5) гранатовые (обычно пироповые) — встречаются главным образом в виде включений в кимберлитовых трубках.

Очень важной проблемой является определение первичного состава недифференцированной мантии Земли. По этому вопросу существует несколько подходов. Осознание дополнительности связи между базальтовыми магмами и многими ультраосновными горными породами с учетом того, что последние представляют собой тугоплавкие остатки при выплавлении базальта, позволило

Т а б л и ц а 3

Состав среднего мантийного пиролита по Рингвуду (в вес. %)

SiO ₂	45,1	CaO	3,1	MnO	0,1
MgO	38,1	Na ₂ O	0,4	K ₂ O	0,02
FeO	7,6	Cr ₂ O ₃	0,3	P ₂ O ₅	0,02
Fe ₂ O ₃	0,3	TiO ₂	0,2		—
Al ₂ O ₃	4,6	NiO	0,2		100,00

Рингвуду в 1962 г. предложить в виде первичной мантийной породы пиролит. Таким образом, согласно современным представлениям первичная недифференцированная силикатная мантия Земли состояла из пиролита — условной

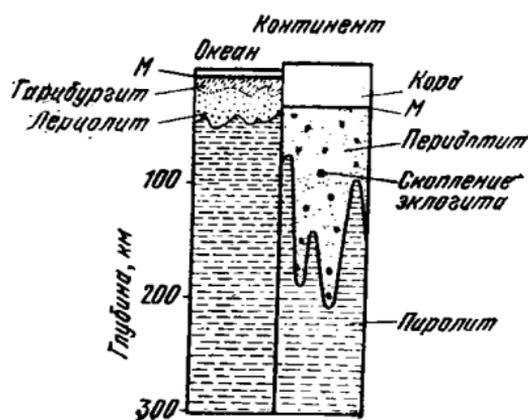


Рис. 27. Химически дифференцированная модель верхней мантии. М — граница Мохоровичича (Мохо).

пироксеново-оливиновой породы. Состав пиролита определяется тем условием, что при фракционном плавлении он дает базальтовую магму. В пиролите отношение базальт/перидотит принято равным примерно 1/3. Комбинируя различные базальты с дополнительными ультрабазитами, получают несколько различающиеся составы пиролита. Однако определенные разными способами пиролитовые составы паходятся в хорошем согласии друг с другом. Некоторый средний состав мантийного пиролита дан в табл. 3. По поводу этого состава Рингвуд замечает, что, видимо, в нем несколько завышено содержание Al₂O₃.

За время жизни Земли (~4,6 · 10⁹ лет) верхняя мантия претерпела заметную эволюцию из-за частичного расплавления и гравитационной дифференциации с выделением земной коры. Грубо схематически химически диф-

дифференцированная модель верхней мантии показана на рис. 27. Из-за того, что мощность коры континентов значительно больше, чем на океанах, под ними перидотитовая зона с вкраплениями эклогита простирается на заметно большую глубину. Под океанами толщина ультрабазитового слоя мала, и не исключено, что пиrolит подходит к самой границе Мохоровичича. В первом приближении можно считать, что средний химический состав мантии везде одинаков, а океанические и континентальные области отличаются лишь степенью дифференциации.

6.2. Статические исследования

6.2.1. Исследование базальтов. Земная кора сложена из гранитов и базальтов, т. е. кислых и основных пород. Подкорковые породы и вся мантия Земли состоят из ультрабазитов. При высоких давлениях силикаты

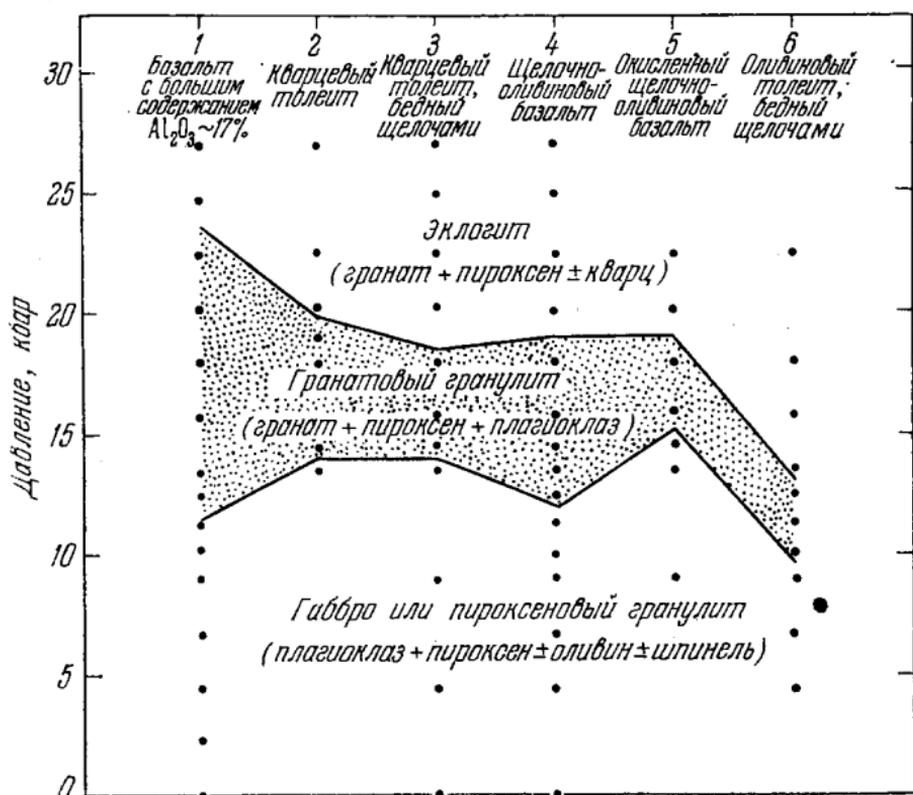


Рис. 28. Основные минеральные ансамбли некоторых базальтов как функция давления при $1100^\circ C$. Точки обозначают экспериментальные данные.

способны испытывать многочисленные фазовые переходы. В результате важнейшая порода — базальт — в различных условиях температур и давлений реализуется тремя типами минеральных ансамблей (рис. 28). Состав ба-

зальтов, показанных на рис. 28, дан в табл. 4, из которой также можно составить представление о вариациях состава в базальтах различного типа. В области низких давлений габбро или пироксеновый гранулит характеризуется наличием пироксена и плагиоклаза \pm оливин $\pm \pm$ кварц \pm шпинель в зависимости от конкретного химического состава *). Область габбро характеризуется отсутствием гранатовых минералов **). При возрастании давления наступает момент, когда гранат начинает входить

Таблица 4

Химический состав базальтов, исследованных Гринем и Рингвудом (в вес. %)

	Базальт с большим содержанием Al_2O_3	Кварцевый толеит	Кварцевый толеит, бедный щелочами	Щелочно-оливиновый базальт	Окисленный щелочно-оливиновый базальт	Оливиновый толеит, бедный щелочами
SiO_2	49,9	52,2	49,9	45,4	45,4	46,2
TiO_2	1,3	1,9	2,1	2,5	2,5	0,1
Al_2O_3	17,0	14,6	13,9	14,7	14,7	14,5
Fe_2O_3	1,5	2,5	2,8	1,9	9,8	0,5
FeO	7,6	8,6	9,7	12,4	4,2	11,8
MnO	0,2	0,1	0,2	0,2	0,2	0,3
MgO	8,2	7,4	8,5	10,4	10,4	12,5
CaO	11,4	9,4	10,8	9,1	9,1	13,0
Na_2O	2,8	2,7	1,8	2,6	2,6	0,8
K_2O	0,2	0,7	0,1	0,8	0,8	—
P_2O_5	—	0,2	0,2	—	—	—
Cr_2O_3	—	—	—	—	—	0,2
	100,0	100,0	100,0	100,0	99,7	100,0

в минеральный ансамбль. При дальнейшем росте давления отношение плагиоклаз/гранат уменьшается. При последующем возрастании давления достигается состояние,

*) Минерал плагиоклаз состоит из изоморфного ряда альбита $Na[AlSi_3O_8]$ и апортита $Ca[Al_2Si_2O_8]$.

**) Группа граната состоит из обширного числа минералов с общей формулой $A_3B_2[SiO_4]_3$, где $A = (Mg, Fe, Mn, Ca)^{+2}$ и $B = (Al, Mn, Fe, Cr)^{+3}$. Координационные числа катионов в структуре гранатов больше или равны 6, а их структура представляет собой деформированную кубическую плотнейшую упаковку кислородных ионов O^{-2} . Так, например переход энстатита в гранат дается реакцией $4MgSiO_3 \rightarrow Mg_3(MgSi)[SiO_4]_3$, при которой одна четвертая часть ионов кремния повышает свое координационное число с 4 до ≥ 6 .

в котором исчезает плагиоклаз. В этой точке берет начало минеральный ансамбль, соответствующий эклогиту — породе, в которой сосуществуют обогащенный пропом $[(Mg, Fe, Ca)_3(Al, Cr)_2 Si_3O_{12}]$ гранат и омфацитовый пироксен (твердый раствор $(Ca, Mg, Fe)_2Si_2O_6 \cdot NaAlSi_2O_6$) \pm кварц. Диаграмма, показанная на рис. 28, соответствует температуре 1100 °С. Наклон линии исчезновения плагиоклаза равен $dp/dT = 20$ бар/°С. Аналогичный градиент для нижней границы поля гранатового гранулита чуть меньше. Значение диаграммы, показанной на рис. 28, заключается в том, что она позволяет дать петрохимическую интерпретацию базальтовому слою земной коры.

В свое время предполагалось, что природа границы Мохоровичича связана с фазовым переходом габбро — эклогит, однако на основе экспериментальных данных, обобщением которых служит диаграмма рис. 28, эта гипотеза в настоящее время отвергается.

6.2.2. Фазовые переходы в основных породообразующих минералах. Петрохимические исследования при высоких давлениях и температурах показали, что в верхней мантии до глубин 350—400 км вещество пиролитового состава (см. табл. 3) должно кристаллизоваться в форме минеральной ассоциации, содержащей оливин, пироксены и гранат. В интервале глубин ~ 150 —400 км устойчивая минеральная ассоциация пиролитового состава состоит из следующих минералов:

	Вес, %
Оливин $(Mg, Fe)_2SiO_4$	57
Ортопироксен $(Mg, Fe)SiO_3$	17
Омфацитовый клинопироксен $(Ca, Mg, Fe)_2Si_2O_6 \cdot NaAlSi_2O_6$ (твердый раствор)	12
Проп $(Mg, Fe, Ca)_3(Al, Cr)_2Si_3O_{12}$	14

В этих минералах кремний находится в четверной координации, а магний, железо и кальций в шестерной и восьмерной. Молекулярное отношение $Fe/(Fe + Mg)$ в пролите составляет 11%. Главным минералом, входящим в ультраосновные породы, является оливин $(Mg, Fe)_2SiO_4$. Оливиновая гипотеза о составе Земли получила широкое распространение еще до второй мировой войны. На основе этой гипотезы были сделаны новые важные предположения. В 1936 г. английский физик Джон Берналл предположил, что с ростом давления обычные оливины должны испытывать полиморфный переход и принимать структуру шпинели. В структуре шпинели ионы кислорода O^{2-} ,

так же как и в оливинах, образуют плотнейшую упаковку, но только не гексагональную, а кубическую гранецентрированную. В результате плотность шпинелевой модификации возрастает на $\sim 11\%$ по отношению к плотности оливиновой модификации.

Гипотеза оливин-шпинелевого перехода была затем использована рядом геофизиков для объяснения зоны больших градиентов скоростей сейсмических волн на глубинах 350—1000 км в переходной зоне *C* Земли (см. рис. 2). Однако долгое время получить оливин-шпинелевый переход в лаборатории не удавалось. Впервые этот переход был обнаружен в 1958 г. австралийским геохимиком и геофизиком Рингвудом, который получил шпинелевую полиморфную модификацию фаялита Fe_2SiO_4 — крайнего члена оливинового ряда $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$.

В реальных земных ультраосновных горных породах концентрация ионов Mg^{+2} и Fe^{+2} в оливинах лежит в пределах 80—90% и 20—10% соответственно. Однако попытки обнаружить оливин-шпинелевый переход у магнетиального края $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$ долгое время не удавались. На решение этой задачи ушло 10 лет интенсивной работы. Тем временем были сделаны крупные открытия при исследовании кремнезема в статических установках высокого давления. В 1953 г. американский физик Л. Коэс синтезировал первую высокоплотную модификацию кварца — коэсит при давлениях, равных примерно 30 кбар, и температуре $\sim 1000^\circ\text{C}$. Плотность коэсита в метастабильном состоянии при нормальных условиях оказалась равной $\sim 2,92 \text{ г/см}^3$, т. е. на $0,28 \text{ г/см}^3$ больше плотности обычного кварца. В коэсите ионы кремния Si^{+4} , так же как и в обычном кварце, находятся в четверной координации с ионами кислорода, и все отличие состоит в более тесном расположении ионов силикатного тетраэдра.

В 1961 г. молодые советские ученые С. М. Стишов и С. В. Попова в лаборатории академика Л. Ф. Верещагина синтезировали вторую высокоплотную модификацию кварца. Плотность этой модификации в метастабильном состоянии при нормальных условиях равна $4,28 \text{ г/см}^3$; она получила специальное название «стишовит». Стишовит был синтезирован при давлениях около $1,5 \cdot 10^5$ бар и температурах 1200—1400 $^\circ\text{C}$. В структуре стишовита (структура типа рутила TiO_2) ионы кремния находятся в октаэдрических пустотах плотной упаковки кислородных ионов, и каждый ион кислорода окружен тремя ионами кремния, расположенными примерно в вершинах пра-

вильного треугольника. Синтез стишовита явился одним из крупнейших достижений геофизики начала 60-х годов. Он показал, что основной структурный принцип физической химии силикатов — четверная координация атомов кремния по отношению к кислороду — при высоких давлениях оказывается несправедливым. При высоких давлениях ионы кремния Si^{+4} находятся в шестерной координации по отношению к ионам кислорода O^{-2} .

Тем временем в результате острого соперничества между австралийцами Рингвудом и Мэджером и японскими специалистами по высоким давлениям во главе с Акимото быстро продвигалась вперед проблема изучения системы $\text{Mg}_2\text{SiO}_4\text{—Fe}_2\text{SiO}_4$. В этом соревновании австралийцы шли все время несколько впереди, опережая конкурентов буквально на месяцы, а японские физики получали более чистые и качественные результаты. Впервые полная фазовая диаграмма системы $\text{Mg}_2\text{SiO}_4\text{—Fe}_2\text{SiO}_4$ была продемонстрирована Рингвудом и Мэджером на симпозиуме в Канберре (Австралия) в январе 1969 г. Эта диаграмма (по данным Акимото и др.) показана на рис. 29.

Наличие β -фазы на рассматриваемой диаграмме явилось сенсацией. Замечательной особенностью системы $\text{Mg}_2\text{SiO}_4\text{—Fe}_2\text{SiO}_4$ является то, что поле стабильности β -фазы быстро расширяется с ростом температуры. Влияние температуры на фазовую диаграмму легко оценить из графика двух совмещенных сечений. Центральную часть диаграммы занимает область твердого оливин-шпинелевого раствора ($\alpha + \gamma$). Эта область имеет вид сигары. Если бы не существовало β -фазы, то эта сигара продолжалась бы справа налево до пересечения с осью давлений. Концентрация магния в реальных оливидах мантии Земли составляет 80% и больше. Дальнейшее обсуждение этой диаграммы дано в § 7.3. Там будет выяснено, что температуры на глубинах ~ 400 км равны 1500—1600 °С. В результате на этих глубинах должен происходить фазовый переход оливин — модифицированная шпинель ($\alpha \rightarrow \beta$), а не оливин — шпинель ($\alpha \rightarrow \gamma$), как предполагал Берналл. Так мы приходим к модифицированной гипотезе Берналла. Образцы шпинели (γ -фазы) и модифицированной шпинели (β -фазы) удается сохранить в метастабильном состоянии при нормальных условиях. Это позволило определить возрастание плотности при фазовых переходах $\alpha \rightarrow \beta$ и $\alpha \rightarrow \gamma$. Оказалось, что при переходе $\alpha\text{Mg}_2\text{SiO}_4 \rightarrow \beta\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ плотность возрастает на 7,9%, а при переходе $\alpha\text{Mg}_2\text{SiO}_4 \rightarrow \gamma\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ она возрастает на

10,8%. Последняя цифра получена путем экстраполяции, так как вблизи магнетиального края на фазовой диаграмме (см. рис. 29) γ -фаза не существует.

Основной объем в оливинах занимают большие кислородные ионы, образующие структуру, близкую к гексагональной плотнейшей упаковке. В оливиновой фазе ионы кремния Si^{+4} расположены в тетраэдрической координации, так что примыкающие к ним ионы кислорода

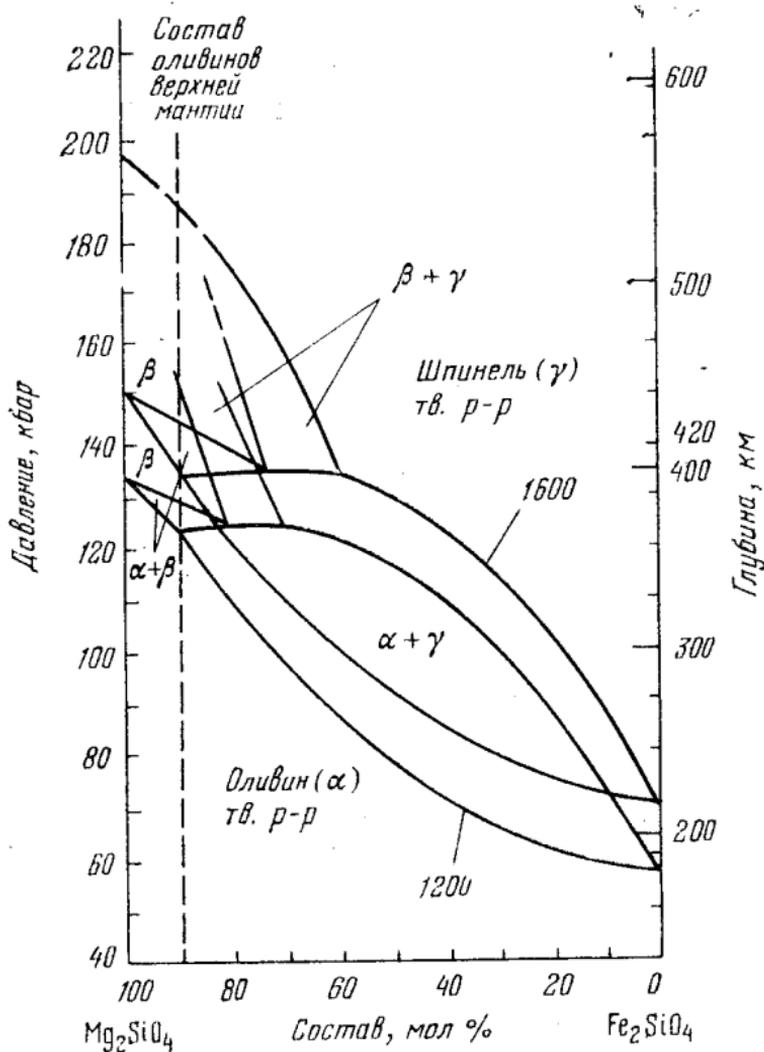


Рис. 29. Фазовая диаграмма системы $Mg_2SiO_4-Fe_2SiO_4$. Показаны два совмещенных изотермических сечения при 1200 и 1600 °С. Сечение при 1600 °С построено путем экстраполяции экспериментально полученных сечений при 800, 1000 и 1200 °С. По оси абсцисс отложен состав в молярных процентах, по оси ординат — давление в килобарах (слева) и соответствующие глубины в недрах Земли (справа). α — оливиновая фаза, γ — шпинелевая фаза, β — фаза модифицированной шпинели.

O^{2-} образуют тетраэдры. Координационное число двухвалентных ионов металлов M^{+2} равно шести, так что при-

мыкающие к ним ионы кислорода образуют октаэдры. При переходе в шпинелевую фазу или фазу модифицированной шпинели кислородные ионы перестраиваются, образуя структуры, близкие к кубической градецентрированной плотнейшей упаковке. Если в оливниновой структуре октаэдры образуют одномерные цепи, то в структуре модифицированной шпинели они образуют двумерные цепи октаэдров, а в шпинелевой фазе октаэдры соединены в трехмерные цепи. Интересной особенностью переходов $\alpha \rightarrow \beta$ и $\alpha \rightarrow \gamma$ является также то, что при них ионы кремния Si^{+4} и металла M^{+2} сохраняют свое координационное число. Это отличает переходы $\alpha \rightarrow \beta$ и $\alpha \rightarrow \gamma$ от соответствующих фазовых переходов в ионных кристаллах при высоких давлениях, при которых координационное число катионов возрастает. Большой скачок плотности при переходах $\alpha \rightarrow \beta$ и $\alpha \rightarrow \gamma$ ($\sim 10\%$) в известном смысле случаен и связан с аномально низкой плотностью оливниновой структуры. Наглядно это видно при сравнении плотности форстерита ($\rho_{\text{Mg}_2\text{SiO}_4} = 3,21 \text{ г/см}^3$) с плотностью энстатита ($\rho_{\text{Mg}_2\text{SiO}_3} = 3,20 \text{ г/см}^3$), которые совпадают, несмотря на большее отношение металл/кислород в Mg_2SiO_4 .

При изучении переходов $\alpha \rightarrow \beta$ и $\alpha \rightarrow \gamma$ широко используются модельные вещества, такие как германаты и силикаты, с другими двухвалентными ионами. Эти исследования привели к обнаружению важных различий в поведении веществ, содержащих и не содержащих двухвалентные ионы переходных металлов (Fe, Co, Ni). Если исключить из рассмотрения переходные металлы, то в силикатах и германатах с общей формулой $\text{A}_2^{+2}\text{B}^{+4}\text{O}_4$ тип структуры определяется значением отношений ионных радиусов $r_{\text{A}}/r_{\text{B}}$. На рис. 30 видно, что давление перехода является приблизительно линейной функцией отношения $r_{\text{A}}/r_{\text{B}}$. Качественное объяснение выпадения из этой закономерности соединений Fe, Co, Ni было предложено Сёно с сотрудниками. Эффект стабилизации кристаллическим полем силикатов, содержащих двухвалентные ионы переходных металлов, заключается в следующем. При помещении двухвалентного иона переходного металла в заряженную октаэдрическую ячейку (например, образованную ионами O^{2-}) пятикратно вырожденные $3d$ -уровни ($3d$ -орбитали) этих ионов расщепляются на две группы: e_g -уровни, состоящие из орбиталей $d_{x^2-y^2}$ и d_{z^2} , и t_{2g} -уровни, состоящие из трех орбиталей (d_{xy} , d_{yz} и d_{zx}). Изменение спектра

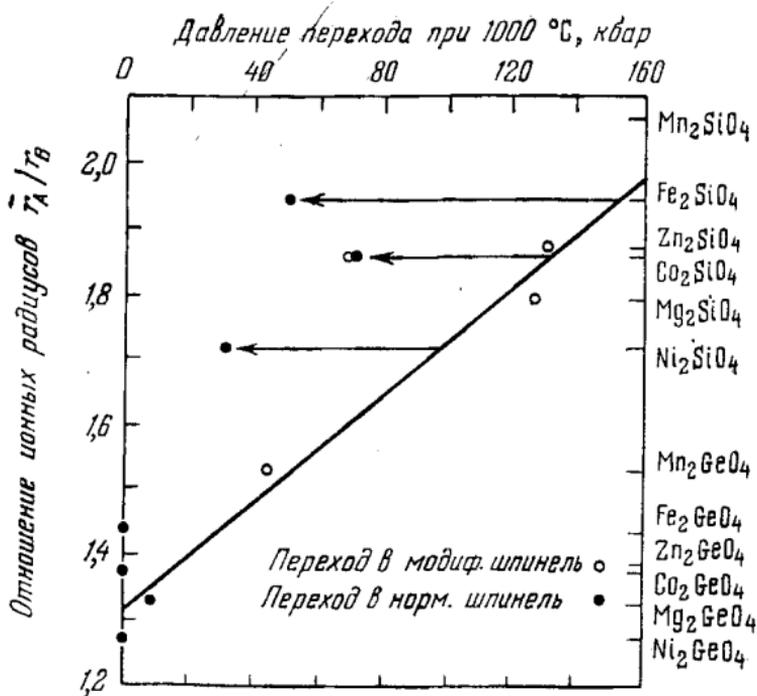


Рис. 30. Давление перехода $\alpha \rightarrow \gamma$ и $\alpha \rightarrow \beta$ при 1000 °С как функция отношения ионных радиусов в силикатах и германатах. Стабилизирующее влияние эффекта кристаллического поля на шпинелевую структуру (γ) по сравнению с оливиновой структурой (α) проявляется в заметном уменьшении давления перехода для соединений, содержащих ионы переходных металлов. «Дефект» давления перехода показан стрелкой. При нормальных условиях Zn_2SiO_4 существует в структуре фенакита (а не оливина). Соответственно на рисунке показано давление перехода Zn_2SiO_4 в β -фазу из структуры фенакита (авторы: С. А. Акимото, Я. Матсуи и Я. Сэно).

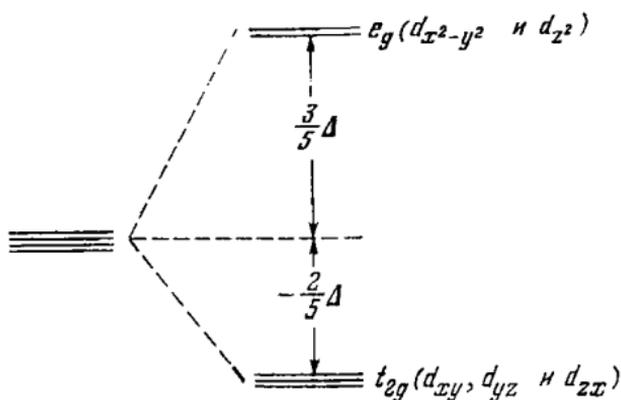


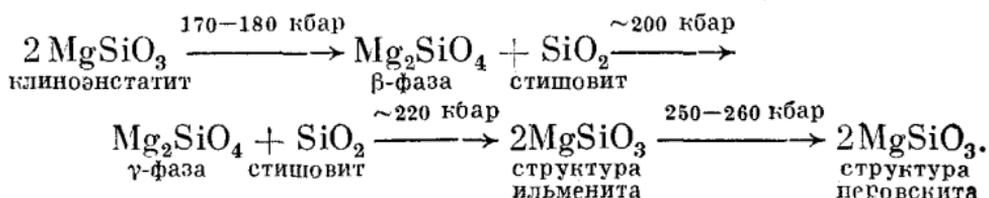
Рис. 31. Расщепление d -уровней электронного спектра двухвалентных ионов переходных металлов (Fe^{+2} , Ni^{+2} , Co^{+2}) в октаэдрическом кристаллическом поле силикатов. Величину расщепления Δ можно определить по спектроскопическим данным.

иона показано на рис. 31. Каждый из пяти уровней, показанных на рис. 31, может быть заполнен двумя электронами с противоположно направленными спинами. Из-за того, что большинство электронов заполняет t_{2g} -уровни, энергия соединения, содержащего ионы Fe^{+2} , Co^{+2} и Ni^{+2} в октаэдрических позициях, понижается. В этом и заключается стабилизирующий эффект кристаллического поля.

Оказывается, что стабилизирующее действие кристаллического поля примерно одинаково в β - и γ -фазах, как это видно на примере Co_2SiO_4 (см. рис. 30), и заметно больше стабилизирующего эффекта кристаллического поля в оливинах (α -фаза). Из рис. 30 следует, что эффект уменьшается при переходе от Fe^{+2} к Co^{+2} и к Ni^{+2} . Изучение спектров поглощения позволило оценить превышение энергии стабилизации кристаллическим полем для γFe_2SiO_4 по сравнению с αFe_2SiO_4 . Эта энергия оказалась равной 249,3 кбар · см³/моль, что соответствует понижению давления перехода $\alpha \rightarrow \gamma$ для Fe_2SiO_4 , равному 98 кбар. На рис. 30 длина стрелки, дающей понижение давления перехода для Fe_2SiO_4 , равна 100 кбар.

Второй по значению минеральной системой после оливинов являются пироксены $(Mg, Fe)SiO_3$. При нормальных условиях и низких температурах устойчивы ортопироксены, которые при повышении температуры переходят в клинопироксены, богатые Mg при $\sim 1150^\circ C$ и богатые Fe при $1000^\circ C$. В настоящее время изучена последовательность фазовых переходов в системе пироксенов при давлениях до 300 кбар и температурах порядка $1000^\circ C$. В особенности важные результаты были получены Лингун Лиу в 1975—1977 гг. в лаборатории Рингвуда, а затем в Сейсмологической лаборатории Калифорнийского технологического института (Пасадена, США).

В мантии пироксены могут образовывать твердые растворы с гранатами. Так как в пиролите отношение $Fe/(Fe + Mg)$ составляет $\sim 11\%$, а основным минералом в мантийных гранатах является пироп ($3MgSiO_3 \cdot Al_2O_3$), то главное внимание следует уделить модельной системе энстатит — пироп. Исследование $MgSiO_3$ (при $\sim 1000^\circ C$) выявило следующую цепочку фазовых переходов:



В своих исследованиях Лиу не обнаружил ни перехода в структуру граната, ни распада $MgSiO_3$ на изохимическую смесь окислов: $MgSiO_3 \rightarrow MgO$ (структура каменной соли) + SiO_2 (стишовит). Последнюю реакцию можно было бы ожидать как промежуточную между ильменитовой и перовскитовой фазами исходя из того факта, что при

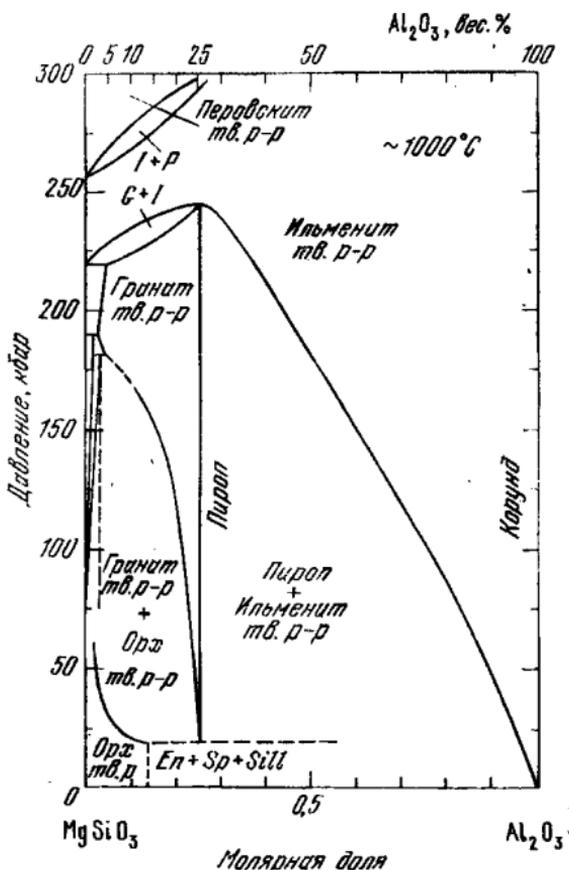


Рис. 32. Изотермическое сечение ($T \sim 1000^\circ C$) фазовой диаграммы $MgSiO_3-Al_2O_3$. Обозначения: Орх — ортопироксен, Еп — энстатит, Силл — силлиманит, G — гранат, I — ильменит, P — перовскит, Sp — шпинель (автор Лин-гун Лиу).

каждом последующем фазовом превращении происходит возрастание плотности. Этот результат укрепил веру в то, что реакция распада на изохимическую смесь окислов не имеет места и при послешпинелевых переходах в оливинах. Более того, прямой эксперимент показал, что γ -фаза Mg_2SiO_4 при давлениях $\sim 220-240$ кбар переходит в $MgSiO_3$ (структура перовскита) + MgO , минуя какие-либо промежуточные реакции *).

*) Ильменит — $FeTiO_3$. Структура ильменита сходна со структурой корунда Al_2O_3 . В структуре корунда ионы кислорода образуют приблизительно плотнейшую гексагональную упаковку. Ио-

Изотермическое сечение при $\sim 1000^\circ\text{C}$ фазовой диаграммы $\text{MgSiO}_3 - \text{Al}_2\text{O}_3$ показано на рис. 32, а участок диаграммы $\text{MgSiO}_3 - 90\% \text{MgSiO}_3 \cdot 10\% \text{Al}_2\text{O}_3$ в укрупненном виде в области давлений 150—290 кбар — на рис. 33. Эксперименты обнаружили удивительное различие в поведении под давлением между MgSiO_3 и составами $\text{MgSiO}_3 \cdot (5 \div 10)\% \text{Al}_2\text{O}_3$. Оказалось, что добавка к MgSiO_3 небольшой примеси Al_2O_3 (≥ 4 вес. %) существенно меняет цепочку фазовых переходов под давлением.

Система $\text{MgSiO}_3 \cdot (5 \div 10\%) \text{Al}_2\text{O}_3$ в интервале давлений от нескольких десятков килобар до ~ 180 кбар обнаруживает широкую двухфазную область, в которой сосуществуют ортопироксены и гранаты; далее расположена зона граната, которая при давлениях ~ 220 кбар смещается переходной двухфазной областью граната и ильменита; затем при $p \geq 230$ кбар на диаграмме расположено поле устойчивости ильменита, которое отделено узкой двухфазной зоной ильменит — перовскит при давлениях $\sim 260 - 270$ кбар от зоны перовскита. Из рис. 32 также

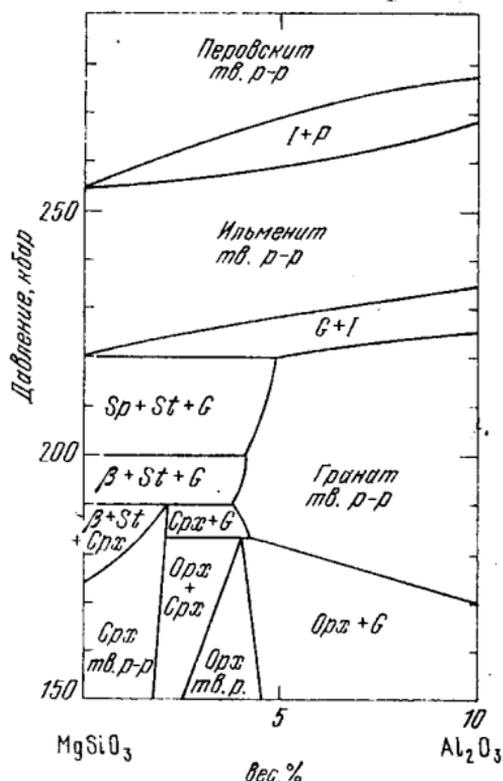


Рис. 33. Изотермическое сечение ($T \sim 1000^\circ\text{C}$) участка фазовой диаграммы $\text{MgSiO}_3 - 90\% \text{MgSiO}_3 \cdot 10\% \text{Al}_2\text{O}_3$ в укрупненном виде в области давлений 150—290 кбар. β и Sp — β - и γ -фазы оливина, St — стишовит, Grx — кишипироксен (автор Лин-гун Лиу).

ны алюминия располагаются в октаэдрических позициях между кислородными слоями. Структура ильменита получается из структуры корунда при замене атомов алюминия между двумя слоями кислорода на атомы железа и атомов алюминия, расположенных между следующими слоями кислорода, на атомы титана и т. д.

Перовскит — CaTiO_3 . В структуре перовскита четырехвалентный ион Ti расположен в центре куба, в вершинах которого расположены двухвалентные ионы Ca , а центры граней заняты двухвалентными ионами кислорода. В этой структуре ионы Ca и O вместе образуют плотнейшую кубическую упаковку.

следует, что небольшая добавка ($\geq 5\%$) Al_2O_3 к MgSiO_3 сильно упрощает фазовые равновесия при высоких давлениях, исключая минеральные ансамбли, содержащие стишовит.

Приведем также данные об относительном уменьшении объема при фазовых переходах, отнесенные к нормальным условиям. Для состава $90\% \text{MgSiO}_3 \cdot 10\% \text{Al}_2\text{O}_3$ переход ортопироксен — гранат сопровождается изменением объема на $-7,8\%$; для перехода гранат — ильменит и ильменит — перовскит для изменения объема соответственно получаем $-8,0\%$ и $-6,9\%$. При использовании данных, показанных на рис. 32 и 33, для выяснения структуры верхней мантии следует учитывать, что изотермические сечения, показанные на этих рисунках, относятся к $\sim 1000^\circ\text{C}$, а температуры в зоне фазовых переходов на глубинах $\sim 400 - 800$ км — порядка $1500 - 1900^\circ\text{C}$. Производные $\frac{dp}{dT}$, дающие закон, по которому смещаются фазовые границы, неизвестны. Для оценок можно считать $\frac{dp}{dT} \sim (20 - 50)$ бар/ $^\circ\text{C}$, причем значение ~ 20 бар/ $^\circ\text{C}$, видимо, ближе к действительности.

Изложенные в этом параграфе результаты позволяют рассмотреть вопрос о минералогическом составе мантии Земли (см. § 7.4).

6.3. Динамические исследования

Прогресс, который произошел в динамической физике высоких давлений после второй мировой войны, в основном обусловлен двумя обстоятельствами. Во-первых, наметились достижения в технологии приготовления больших зарядов взрывчатых веществ. В результате в настоящее время экспериментаторы располагают блоками взрывчатых веществ различной геометрии и размерами в несколько десятков сантиметров, причем сами размеры выдерживаются с точностью до нескольких микрон. Во-вторых, были разработаны достаточно точные экспериментальные методы (электрические и оптические) регистрации быстропротекающих процессов, характерные времена которых составляют примерно $0,1 - 1$ мкс ($1 \text{ мкс} = 10^{-6} \text{ с}$).

Ударные волны, генерируемые сильными взрывами, при прохождении через твердые тела создают в них давление, достигающее нескольких миллионов бар. Это

существенно расширило диапазон давлений для экспериментального исследования свойств твердых тел. Важнейшим результатом этих работ явилось определение уравнений состояния многих металлов, простых кристаллов, ряда жидкостей и горных пород до давлений в несколько миллионов бар. Уравнение состояния вещества, определяющее зависимость давления от объема и температуры, т. е. функция $p = p(V, T)$, является основным соотношением в области высоких давлений. По существу, оно определяет закон, по которому данное вещество сжимается. Важность в этом вопросе экспериментального подхода определяется тем, что для твердых тел получить эту зависимость теоретически в настоящее время не представляется возможным. Большой интерес эти исследования представляют для геофизики. Дело в том, что давление в центре нашей планеты примерно $3,5 \cdot 10^6$ бар и еще совсем недавно казалось совершенно недостижимым в лаборатории. Теперь же имеется возможность проводить количественные исследования в этой области давлений и тем самым проверять фундаментальные геофизические гипотезы о строении, составе и состоянии наименее изведанной области нашей планеты — ее ядра.

Так динамические исследования дали возможность установить уравнение состояния $p = p(V, T)$ для железа. Это позволило уже в 1960 г. произвести сравнение закона, по которому сжимается железо, с законом, по которому сжимается вещество земного ядра. Оказалось, что свойства вещества земного ядра с точностью до 5—10% соответствуют свойствам железа, определенным по динамическим данным. Это привело к тому, что гипотеза железного ядра Земли в настоящее время общепринята. До этого была довольно широко распространена гипотеза ядра из металлизированных силикатов. Она была выдвинута В. Н. Лодочниковым в 1939 г. и после войны получила развитие в работах Рамзея (гипотеза Лодочникова — Рамзея). Суть гипотезы заключается в следующем. Известно, и мы об этом упоминали несколько раз, что с ростом давления почти все вещества испытывают фазовые переходы со скачкообразным возрастанием плотности. На основе этой общей идеи была высказана гипотеза, что граница мантии с ядром на глубине 2900 км является не химической границей, как это имеет место в гипотезе железного ядра, а фазовой, т. е. силикаты нижней мантии на границе с ядром испытывают фазовый переход с примерно двукратным увеличением плотности. Кроме

того, теория гидромагнитного динамо, о которой мы говорили выше, требует, чтобы вещество ядра обладало металлической проводимостью. Поэтому Рамзей предположил, что при фазовом переходе силикаты еще и металлизуются, т. е. переходят в металлическое состояние. Так возникла гипотеза ядра из металлизированных силикатов. В середине и начале пятидесятых годов гипотеза металлизированных силикатов представлялась совершенно неуязвимой в смысле ее экспериментальной проверки. Однако времена безоблачного существования гипотезы Лодочникова — Рамзея закончились к началу шестидесятых годов.

Гипотеза подверглась проверке в экспериментах, выполненных в СССР Л. В. Альтшулером с сотрудниками. В этих опытах ударные давления достигали $5 \cdot 10^6$ бар, что заметно превышает давление на границе мантия — ядро, равное $1,35 \cdot 10^6$ бар, и, несмотря на это, ни одна из испытанных горных пород не обнаружила перехода Лодочникова — Рамзея. Несмотря на то, что в ударных волнах эксперимент длится доли микросекунд, есть все основания считать, что искомым переход был бы обнаружен, если бы он соответствовал действительности. Проверка гипотезы ядра из металлизированных силикатов явилась одной из ярких демонстраций мощи физических методов в геофизике. Использование динамических методов позволило изучить свойства важнейших минералов и горных пород при давлениях и температурах, характерных для слоя *D* (нижняя мантия). Эти исследования позволили приступить к определению детального состава слоя *D*. Вопрос этот оказался сложным. Дело в том, что в диапазоне давлений 100—300 кбар все силикаты испытывают фазовые переходы. Эти фазовые переходы происходят и в ударных волнах и, по-видимому, заметно понижают точность данных о свойствах фазы высокого давления. В настоящее время динамические исследования геофизических материалов при высоких давлениях являются одним из важнейших направлений геофизического поиска.

МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗЕМЛИ

«...Можно уподобить всякое землетрясение фонарю, который зажигается на короткое время и освещает нам внутренность Земли, позволяя тем самым рассмотреть то, что там происходит. Свет от этого фонаря пока еще очень тусклый, но не подлежит сомнению, что со временем он станет гораздо ярче и позволит нам разобраться в этих сложных явлениях природы...».

Б. Б. Голицын,
«Лекции по сейсмометрии».

В науке при рассмотрении сложных объектов мы сплошь и рядом имеем дело с моделями. Говорят о моделях элементарных частиц, моделях внутреннего строения звезд, моделях внутреннего строения планет. Модель — некоторая наглядная картина строения изучаемого объекта. При построении модели стремятся учесть все, что известно о рассматриваемом предмете. По мере развития науки модели становятся все более детализированными, и современные модели внутреннего строения Земли опираются на весьма большой информативный материал, накопленный геофизиками к настоящему времени. В геофизике под моделью Земли понимают как бы разрез нашей планеты, на котором показано, как меняются с глубиной такие ее важнейшие параметры, как плотность, давление, ускорение силы тяжести, скорости сейсмических волн, температура, электропроводность и др.

О некоторых из этих параметров мы уже говорили выше. Здесь же пойдет речь о распределении в недрах Земли плотности, давления и ускорения силы тяжести. Чтобы лучше уяснить себе суть дела, начнем рассмотрение с простейшего примера.

7.1. Однородная модель

Простейшей моделью нашей планеты является однородная модель $\rho = \rho(r) = \bar{\rho} = 5,52 \text{ г/см}^3$. Значение $\bar{\rho} = 5,52 \text{ г/см}^3$ — средняя плотность Земли. Для однородной модели можно рассчитать распределение ускорения силы тяжести и давления. Ускорение силы тяжести g определяется с помощью формулы, известной из элементарного курса физики:

$$g = \frac{Gm}{r^2}. \quad (51)$$

Здесь $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{г} \cdot \text{с}^2)$ — гравитационная постоянная, m — масса, заключенная внутри сферы радиуса r , r — радиус. В случае однородной модели величина m равна произведению объема сферы радиуса r на постоянное значение плотности $\bar{\rho}$:

$$m = \frac{4\pi}{3} r^3 \bar{\rho}.$$

Подставляя эту величину в (51), получим

$$\begin{aligned} g &= g_0 x, & g_0 &= \frac{4\pi}{3} GR\bar{\rho}; \\ x &= \frac{r}{R}, & g_0 &= 1000 \text{ см/с}^2, \end{aligned} \quad (52)$$

где x — безразмерный радиус, изменяющийся от 1 на поверхности планеты до 0 в центре. Следовательно, в однородной модели ускорение силы тяжести изменяется по линейному закону, уменьшаясь от своего максимального значения на поверхности до нуля в центре.

Давление на глубине $l = R - r$ равно весу пород вышележащих слоев. Если бы наряду с плотностью ускорение g было бы также постоянно, то давление на глубине l просто равнялось бы $\bar{\rho}gl$. В общем случае, когда плотность ρ и ускорение силы тяжести g зависят от глубины (или, что то же самое, от радиуса), поступают так. Планету разбивают на столь тонкие сферические оболочки, что в каждом слое значение ρ и g является примерно постоянным. Определив таким образом вес пород на единицу площади в каждом слое $\rho_i g_i \Delta l_i$ (i — номер слоя), находят давление, суммируя вес всех вышележащих слоев:

$$p_k = \sum_{i=1}^k \rho_i g_i \Delta l_i,$$

где p_k — давление на глубине k -го слоя (слои считаются сверху вниз). В результате для однородной модели получается квадратичная зависимость давления от безразмерного радиуса x :

$$p = p(0)[1 - x^2],$$

$$p_0(0) = \frac{1}{2} g_0 \bar{\rho} R = 1,73 \cdot 10^6 \text{ бар.}$$

В однородной модели давление растет по квадратичному закону от нуля на поверхности ($x = 1$) до $1,73 \cdot 10^6$ бар в центре ($x = 0$) однородной Земли. В реальной Земле имеется заметная концентрация массы к центру (Земля имеет железное ядро). В результате ускорение силы тяжести в реальной Земле спадает заметно слабее, чем в однородной модели, и соответственно давление нарастает сильнее и принимает в центре примерно в два раза большее значение, $\sim 3,6 \cdot 10^6$ бар.

Таким образом, однородная модель для Земли является не очень хорошим приближением. Зато для нашего естественного спутника Луны однородная модель достаточно хороша. Мы уже упоминали, что из-за малых размеров давление в центре Луны мало и вещество в ней сжато всего на несколько процентов. На поверхности Луны ускорение силы тяжести в шесть раз меньше земного $g_{0л} = 162 \text{ см/с}^2$, а давление в однородной модели со средними параметрами Луны ($\bar{\rho}_л = 3,34 \text{ г/см}^3$, $R_л = 1738 \text{ км}$) $p(0) = 4,71 \cdot 10^4$ бар, т. е. в 36,7 раза меньше, чем в однородной модели Земли. Следовательно, модель внутреннего строения Луны описывается простыми соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\rho} &= 3,34 \text{ г/см}^3, & g &= g_0 x, & g_0 &= 162 \text{ см/с}^2, \\ \rho &= p(0) [1 - x^2], & p(0) &= 4,71 \cdot 10^4 \text{ бар}, & R &= 1738 \text{ км.} \end{aligned} \right\} (53)$$

7.2. Реальные модели (распределения плотности, ускорения силы тяжести, давления)

Расскажем теперь в общих чертах, как строятся детальные модели внутреннего строения Земли, использующие всю имеющуюся геофизическую информацию. Такие модели кратко называют реальными моделями. Первый и наиболее существенный шаг на пути построения реальных моделей Земли сделали американские геофизики

Адамс и Вильямсон в 1923 г. Они предложили использовать сейсмический параметр $\Phi = K/\rho$ для определения детального хода плотности в недрах Земли. Сейсмический параметр Φ легко определяется через скорости сейсмических волн v_p и v_s [формулы (1) и (2)], о которых мы подробно говорили в начале книги:

$$\Phi = \frac{K}{\rho} = v_p^2 - \frac{4}{3} v_s^2. \quad (54)$$

Так как для Земли v_p и v_s известны как функции глубины, то Φ также известен как функция глубины. Сейсмический параметр Φ равен отношению модуля сжатия K к плотности; в свою очередь K по определению равно

$$K = \rho \frac{\Delta p}{\Delta \rho} \quad (55)$$

(произведению ρ на отношение приложенного к телу приращения давления Δp к соответствующему приращению плотности $\Delta \rho$). Таким образом, если нам известен сейсмический параметр Φ (54), то мы можем определить закон, по которому происходит приращение плотности при небольших приращениях давления:

$$\Delta \rho = \frac{1}{\Phi} \Delta p. \quad (56)$$

Теперь, чтобы решить задачу, необходимо знать закон, по которому происходит нарастание давления в недрах Земли. Это нарастание происходит по гидростатическому закону: приращение давления Δp при увеличении глубины на Δl равно весу вещества этого слоя, приходящегося на единицу площади:

$$\Delta p = \rho g \Delta l. \quad (57)$$

Исключая Δp из (56) с помощью (57), получим знаменитое уравнение Адамса — Вильямсона

$$\Delta \rho = \frac{\rho \cdot g}{\Phi} \Delta l, \quad (58)$$

позволяющее определить детальное распределение плотности в недрах Земли и соответственно построить реальную модель Земли.

На первый взгляд может показаться, что уравнение (58) не позволяет определить приращение плотности, так как туда входит неизвестная функция $g(l)$ — ускорение силы тяжести. Действительно, $g(l)$ определяется на основе распределения плотности в планете, но это не

сказывается при решении (58), так как вместе с распределением $\rho(l)$ автоматически определяется $g(l)$.

Обычно, когда говорят о модели Земли, то в первую очередь имеют в виду распределения плотности и давления. Дело в том, что функции $\rho(l)$ и $p(l)$ являются исходными для определения многих других параметров Земли. Так, например, зная $\rho(l)$, можно рассчитывать распределение упругих модулей в Земле ($K(l)$ — модуль сжатия и $\mu(l)$ — модуль сдвига) по скоростям сейсмических волн v_p и v_s [формулы (1) и (2)]. Если известны $\rho(l)$ и $p(l)$, то тем самым известно уравнение состояния земного вещества $p = p(\rho)$.

Сравнивая определенную таким образом зависимость $p(\rho)$ с уравнением состояния различных горных пород и минералов, найденным в лабораторных экспериментах, мы получаем возможность приступить к подбору конкретного вещественного состава земных недр на количественной основе. Примерно 20 лет назад и было произведено сравнение функции $p(\rho)$ для земного ядра с функцией $p(\rho)$ для железа, определенной по лабораторным данным. Согласно этих функций с точностью до 10% в интервале давлений $(1,35-3,6) \cdot 10^6$ бар, господствующих в земном ядре, как раз и является важнейшим указанием на то, что центральная область нашей планеты в основном состоит из железа.

Плотность реальной Земли не является непрерывной функцией глубины. Из сейсмологии известно, что свойства вещества земных недр меняются скачком на границе коры и мантии Земли (граница M), на границе мантии и ядра Земли. Существует также несколько более слабых разрывов. Кроме того, в переходном слое мантии Земли — зоне C — нарастание плотности происходит как в результате сжатия от давления вышележащих слоев, так и за счет уплотнения силикатного вещества мантии из-за фазовых переходов и превращения их в более плотные модификации. Последний эффект уравнение Адамса — Вильямсона не учитывает, и, следовательно, оно не может быть применено к слою C . В этом случае необходимо располагать дополнительными условиями, чтобы определить из них скачки плотности на разрывах и ход плотности в зоне C . Из этих условий важнейшими являются два: распределение плотности должно удовлетворять значению полной массы Земли M и значению ее среднего момента инерции I . Обе последние величины определены в гравиметрии. Кроме этих фундаментальных условий,

используются некоторые другие, в результате чего распределение плотности в Земле в настоящее время известно с точностью до 1—2%.

В начале 20-х годов, когда Адамс и Вильямсон предложили использовать функцию $\Phi(l)$ для определения плотности, сейсмология паходила еще на раннем этапе своего становления. Времена пробега сейсмических волн P и S в Земле и соответственно сами функции $v_p(l)$ и $v_s(l)$ содержали в то время большие неточности. Это-то и заставило двух крупнейших геофизиков того времени Джеффриса и Гутенберга приступить к пересмотру времен пробега и распределений $v_p(l)$ и $v_s(l)$. Работа продолжалась около 10 лет и завершилась к концу тридцатых годов новыми фундаментальными распределениями скоростей сейсмических волн по Джеффрису и по Гутенбергу. Оба распределения скоростей были довольно близки друг к другу, за исключением небольших деталей.

Распределения скоростей Джеффриса и Гутенберга оказались столь точны и хороши, что все свое послевоенное развитие сейсмология, по существу, занималась уточнением этих распределений. Эти уточнения важны для установления детального строения мантии и ядра. Что же касается механической модели Земли, т. е. ее параметров $\rho(l)$ и $p(l)$, то они с точностью до нескольких процентов были рассчитаны австралийским геофизиком Булленом в конце тридцатых и начале сороковых годов. Буллен стажировался в Кембридже (Англия) у Джеффриса и помогал ему в весьма трудоемкой работе по пересмотру таблиц времен пробега и установлению новых зависимостей $v_p(l)$ и $v_s(l)$. В 1936 г., когда последняя работа шла к концу, Буллен приступил к построению новых моделей Земли, используя распределение скоростей Джеффриса для определения сейсмического параметра Φ в уравнении Адамса — Вильямсона (58). И здесь фундаментальную роль сыграло известное в то время значение момента инерции I .

Выше подробно говорилось, сколь сильно значение I управляет распределением плотности в недрах планет. И действительно, Буллен, проверяя большое число пробных распределений плотности для Земли, обнаружил, что для того, чтобы получить правильное значение момента инерции I , необходимо ввести аномальный рост плотности в зоне C на глубинах 400—1000 км. Так была окончательно сформулирована концепция переходного слоя в мантии Земли. Эти работы стимулировали гипо-

тезу оливин-шпинелевых фазовых переходов Берналла, которая в свою очередь явилась отправной точкой послевоенных работ Рингвуда. Построив первую современную модель Земли, модель А', Буллен ввел разделение Земли на зоны, что удобно при рассмотрении земных недр. Функции $\rho(l)$, $p(l)$ и $g(l)$ для модели Буллена А' показаны на рис. 34. Реальная модель Земли, представленная на рис. 34, завершает собой классический период в геофизике — период сейсмологии объемных волн. В этот период геофизика была, по существу, геомеханикой, так как она опиралась в основном на методы, развитые в механике сплошных сред, и методы прикладной математики. Окончание классического периода относится к началу пятидесятых годов.

Современный период в геофизике начался с работ Берча в США и работ В. А. Магницкого и группы советских физиков во главе с Б. И. Давыдовым в Институте физики Земли АН СССР, сделавших попытку применить методы физики твердого тела и физики высоких давлений для геофизических целей. Затем Пресс и Юннг в США превратили метод поверхностных волн в действенное средство исследования наружных слоев Земли. Далее последовали работы по собственным колебаниям Земли, по изучению геофизических материалов в лабораториях высоких давлений, по изучению объемных волн с помощью сейсмических профилей — определенных направлений, вдоль которых с определенным интервалом расположено большое число сейсмографов. Сейсмический профиль обеспечивает значительно большую чувствительность при выделении полезного сигнала по сравнению с единичными сейсмоприемниками. А это в свою очередь позволяет получить более детальную картину изменения с глубиной скоростей $v_p(l)$ и $v_s(l)$.

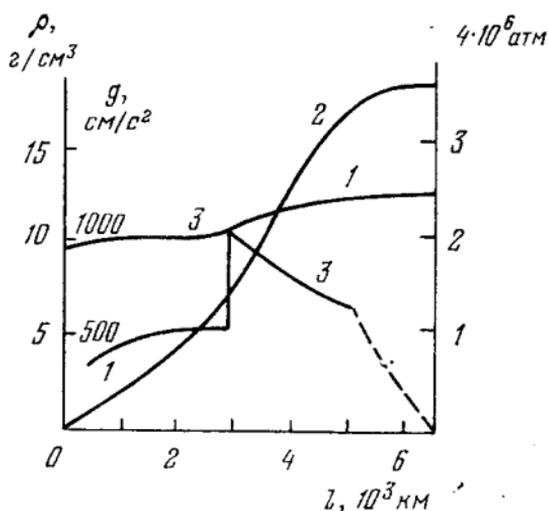


Рис. 34. Распределение плотности, давления и ускорения силы тяжести внутри Земли. 1 — плотность ρ , 2 — давление p . 3 — ускорение силы тяжести g ; справа — шкала давлений p .

В результате всех этих повшеств была выяснена детальная структура верхней мантии Земли. На рис. 35 показано одно из первых детальных распределений скоростей поперечных сейсмических волн $v_s(l)$. Тонкая структура верхней мантии, показанная на рис. 35, приводит к новому разделению на зоны наружных слоев Земли.

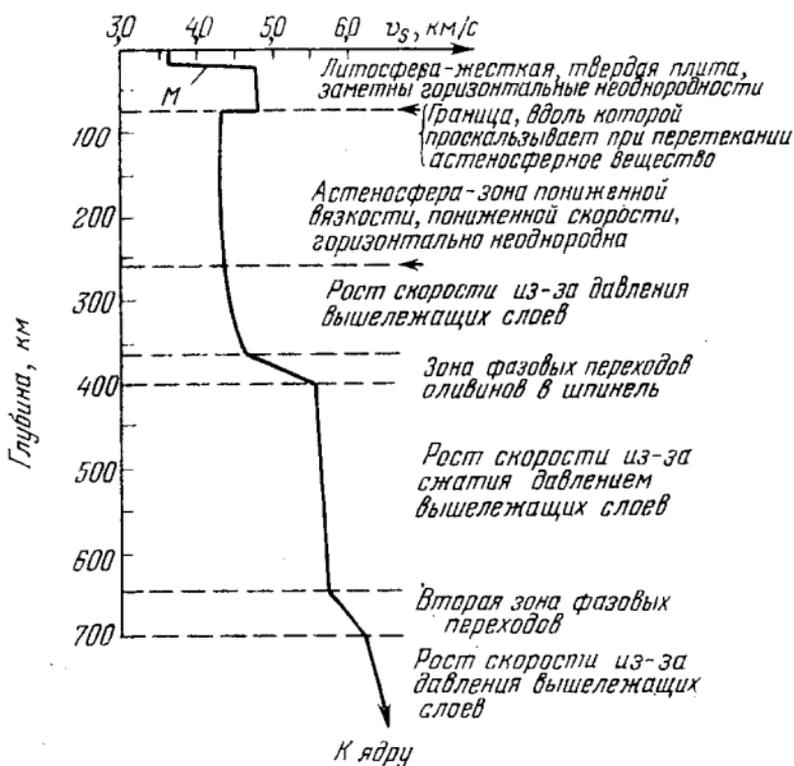


Рис. 35. Одна из первых современных реальных моделей мантии Земли. Модель построена по данным сейсмологии и результатам лабораторных исследований при высоких давлениях.

Граница наружной зоны — литосферы, или, как ее часто называют, литосферной плиты, расположена на глубине 70 км. Литосфера включает в себя как земную кору, так и верха мантии. Этот слой объединяется в единое целое его механическими свойствами.

Жесткая литосферная плита расколота примерно на 10 больших плит, по границам которых расположено подавляющее число очагов землетрясений. Под жесткой литосферой в интервале глубин 70—250 км расположен слой повышенной текучести. Это астеносфера Земли. Вязкость астеносферы $\sim 10^{20}$ — 10^{21} пуаз, малая по геофизическим масштабам. Выше отмечалось, что из-за ма-

лой вязкости астеносферы жесткие наружные плиты находятся в изостатическом равновесии: они, как гигантские айсберги, плавают в «астеносферном океане» Земли. По-видимому, процессы, протекающие в астеносфере, определяют геологическое строение земной коры. Там происходит перетекание вещества; в астеносфере расположены и первичные магматические очаги вулканов. Именно в астеносфере образуются базальтовые магмы, которые затем по вулканическим каналам и трещинам в земной коре изливаются на поверхность Земли. Геометрически астеносфера совпадает со слоем пониженных скоростей сейсмических волн в верхней мантии. Это не случайно, а является результатом общей причины. В астеносфере температуры мантийного вещества наиболее близко подходят к температурам плавления.

Начиная с глубины ~ 250 км, скорости сейсмических волн начинают постепенно расти. Это показывает, что на глубинах 250—400 км влияние давления на v_s и v_p преобладает над влиянием температуры (из опыта известно, что рост давления вызывает увеличение скоростей v_s и v_p , а рост температуры приводит к их уменьшению).

На глубинах около 400 км (см. рис. 35) нарастание скорости аномально велико из-за фазовых переходов оливинов в шпинелевую модификацию — это первая зона фазовых переходов в мантии Земли. На глубинах 400—650 км скорости сейсмических волн снова плавно возрастают под влиянием роста давления вышележащих слоев.

На глубинах 650—700 км (см. рис. 35) наблюдается второй всплеск скоростей — это вторая зона фазовых переходов в мантии Земли. Вопрос о том, какие конкретно фазовые переходы ответственны за аномальный рост скорости на глубинах 650—700 км, в настоящее время все еще дискутируется в литературе. Одни считают, что справедлива гипотеза Бёрча — Магницкого, высказанная еще в начале пятидесятых годов, о распаде силикатов при высоких давлениях на окислы: MgO , FeO , SiO_2 (стишовит), Al_2O_3 . Другие вслед за Рингвудом и Грином считают, что на этих глубинах основные порообразующие минералы мантии Земли переходят в более сложные структуры, о которых мы писали в § 6.2. В § 7.4 об этом будет сказано подробнее. Начиная с глубин 700 км и вплоть до границы с ядром Земли, скорости плавно нарастают под влиянием давления вышележащих слоев.

7.3. Современные модели

Современные модели Земли можно разделить на оптимальные и стандартные. Под оптимальной моделью понимают модель, наилучшим образом удовлетворяющую всем имеющимся данным о Земле, а стандартная модель также достаточно хорошо удовлетворяет данным наблюдений, но еще и достаточно проста, чтобы с ней было легко манипулировать в повседневной геофизической практике. В настоящее время большое число исследователей работает над этой основной задачей геофизики. Классические модели строились в постановке прямой задачи геофизики, т. е. методом подбора. Обилие новых данных позволило перейти к построению модели методом решения обратной задачи геофизики. Обратные задачи решаются с помощью теории возмущений, когда задается какая-то исходная нулевая модель и ищутся такие малые возмущения распределения плотности и упругих модулей (K и μ) или скоростей объемных волн v_p и v_s , чтобы наилучшим образом согласовать модель с данными о временах пробега различных фаз объемных волн, дисперсионными кривыми для поверхностных волн и периодами собственных колебаний Земли. Практические методы решения обратных задач делятся на два широких класса. Метод Монте-Карло для определения модели Земли был предложен В. И. Кейлис-Бороком и Т. Б. Яновской в СССР и широко использовался Ф. Прессом в США. Второе направление исходит из метода наименьших квадратов и получило наибольшее развитие в работах американских теоретиков Бэкуса и Гилберта.

Как мы видели, классические модели Земли сферически-симметричны. В то же время, поскольку $\sim 2/3$ поверхности Земли покрыты океанами, а остальная часть занята континентами, существуют отклонения наружных слоев от сферической симметрии. Это обстоятельство и является главной причиной трудностей при построении современных моделей Земли. Действительно, если мы построим некоторую очень хорошую сферически-симметричную модель Земли, то мы не сможем добиться хорошего согласия теоретических и экспериментальных дисперсионных кривых для океанических и континентальных трасс из-за того, что глубинное строение океанов и континентов различается на протяжении нескольких сотен километров. Отсюда сразу следует, что вначале необходимо построить две средние региональные модели Земли:

одну — океаническую, другую — континентальную. Так как имеются указания, что отклонения от сферической симметрии с глубиной нивелируются, то обе модели постепенно должны переходить в общую сферически-симметричную модель земных недр. Именно по такому пути и пошла в своей работе интернациональная группа сейсмологов в составе Дзевонского (США), Хейлза (Австралия) и Лэнвуда (Англия), которые предложили простую стандартную модель Земли, близкую к лучшим оптимальным моделям. Эти авторы построили параметрически простые модели Земли, в которых распределение плотности $\rho(R)$ и скоростей $v_p(R)$ и $v_s(R)$ заданы кусочно-непрерывными аналитическими функциями радиуса R ($R = r/S_1$ — безразмерный радиус, $S_1 = 6371$ км — средний радиус Земли). Непрерывные куски распределений описывались полиномами R не старше третьей степени. Построен трехкомпонентный набор моделей. Глубже первой зоны фазовых переходов в средней мантии, которая моделируется скачком плотности и скоростей и помещена на глубине 420 км, все три модели идентичны. Две модели отражают различие в строении среднеокеанического и среднеконтинентального регионов Земли, которые локализованы в коре и верхней мантии до глубины 420 км. Третья модель представляет среднюю модель этих двух региональных моделей Земли. Для краткости введены обозначения PEM-O, PEM-C и PEM-A для параметрической модели Земли океанического и континентального типа и средней параметрической модели Земли*). Подчеркнем, что все три модели сферически-симметричны. При построении модели PEM-O используются средние данные для океанического региона Земли, модели PEM-C — средние данные для континентального региона Земли, а модели PEM-A — некоторая комбинация PEM-O и PEM-C. Коэффициенты в полиномах моделей PEM определялись методом наименьших квадратов так, чтобы удовлетворить данным наблюдений о временах пробега волн P , S , SKS , $PKIKP$ и разностям времен пробега $SKKS - SKS$, большим выборкам из 1064 собственных периодов Земли и дисперсионным кривым для океанических и континентальных регионов. Рассчитанные таким образом модели PEM графически показаны на

*) PEM — parametric earth model (параметрическая модель Земли), O — oceanic (океаническая), C — continental (континентальная), A — average (средняя).

рис. 36 и 37. Значения физических параметров модели для некоторых глубин даны в табл. 5. Таким образом, так же как и в случае классических моделей, современные модели являются некоторыми идеализированными

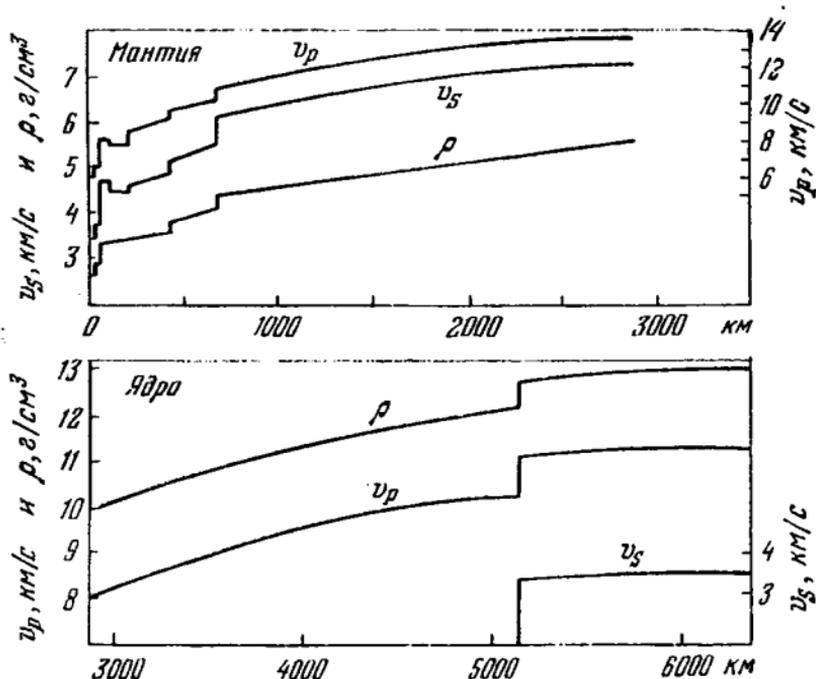


Рис. 36. Модель Земли PEM-C (континентальная).

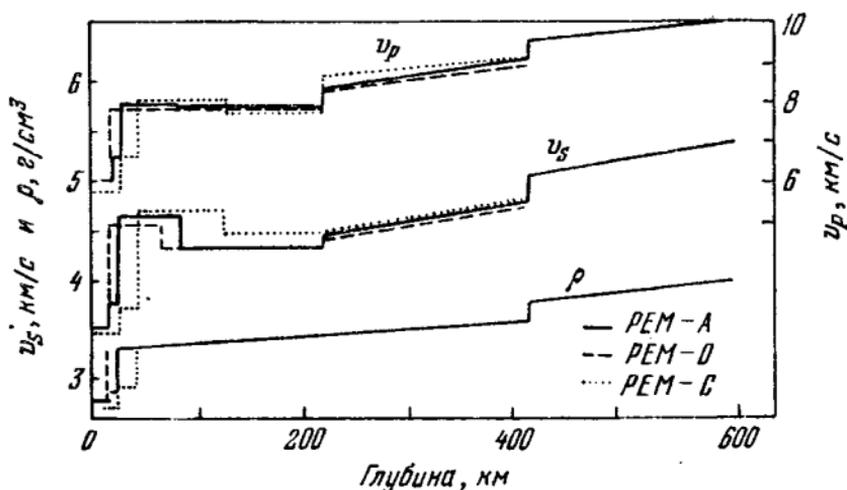


Рис. 37. Модели верхней мантии PEM-C (континентальная), PEM-O (океаническая) и PEM-A (средняя Земля). Для глубин, больших 420 км, параметры для всех трех моделей одинаковы (см. рис. 36).

моделями. Это обусловлено тем, что мы реальную сферически-несимметричную Землю продолжаем описывать сферически-симметричными моделями. В настоящее время, видимо, надо стремиться к набору стандартных

Физические параметры модели Земли — РЕМ

Номер убовня	Радиус, км	Глубина, км	ρ , г/см ³	v_p , км/с	v_s , км/с	Φ , км ² /с ²	K , юбар	μ , юбар	$\lambda^{(1)}$, юбар	$\sigma^{(2)}$	p , юбар	R , см/с ²
1	0	6371	13,012	11,241	3,565	109,42	14 237	1653	13 135	0,4441	3632,4	0
2	1217,1	5153,9	12,704	11,091	3,439	107,25	13 625	1502	12 623	0,4468	3288,7	436,2
3	1217,1	5153,9	12,139	10,258	0,000	105,22	12 773	0	12 773	0,5	3288,7	436,2
4	3485,7	2885,3	9,909	8,002	0,0	64,04	6 345	0	6 345	0,5	1354,0	1069,3
5	3485,7	2885,3	5,550	13,732	7,243	118,61	6 582	2911	4 641	0,3073	1354,0	1069,3
6	5701,0	670,0	4,377	10,928	6,114	69,57	3 045	1639	1 954	0,2721	239,1	1001,2
7	5701,0	670,0	4,077	10,038	5,417	60,84	2 480	1220	1 666	0,2886	239,1	1001,2
8	5651,0	420,0	3,768	9,554	5,052	57,26	2 157	961	1 516	0,3060	141,1	997,6

Океаническая Земля

9	5051	420,0	3,553	8,949	4,789	49,50	1 758	815	1 214	0,2992	141,1	997,6
10	6360,0	11,0	3,305	7,900	4,550	34,81	1 150	684	694	0,2518	2,2	983,5
11	6360,0	11,0	2,850	6,400	3,700	22,71	647	390	387	0,2490	2,2	983,5
12	6366,0	5,0	2,850	6,400	3,700	22,71	647	390	387	0,2490	0,6	983,0
13	6366,0	5,0	1,500	2,000	1,000	2,67	40	15	30	0,3333	0,6	983,0
14	6367,0	4,0	1,500	2,000	1,000	2,67	40	15	30	0,3333	0,4	982,9
15	6367,0	4,00	1,030	1,500	0,000	2,25	23	0	23	0,5	0,4	982,9
16	6371,0	0	1,030	1,500	0,000	2,25	23	0	23	0,5	0	982,0

Номер Уровня	Радиус, км	Глубина, км	ρ , г/см ³	v_P , км/с	v_S , км/с	Φ , км ² /с ²	K , кбар	μ , кбар	$\lambda^{1)}$, кбар	$\sigma^{2)}$	p , кбар	g , см/с ²
<i>Континентальная Земля</i>												
9	5951,0	420	3,553	9,135	4,816	52,57	1 865	823	1 316	0,3076	140,7	997,6
10	6336,0	35,0	3,320	8,020	4,690	34,99	1 161	730	674	0,2400	9,7	984,2
11	6336,0	35,0	2,920	6,500	3,750	23,50	686	410	412	0,2506	9,7	984,2
12	6351,0	20,0	2,920	6,500	3,750	23,50	686	410	412	0,2506	5,3	983,3
13	6351,0	20,0	2,720	5,800	3,450	17,77	483	323	267	0,2263	5,3	983,3
14	6371,0	0	2,720	5,800	3,450	17,77	483	323	267	0,2263	0	981,6
<i>Средняя Земля</i>												
9	5951,0	420,0	3,553	8,967	4,806	49,60	1 762	820	1 215	0,2985	141,1	997,6
10	6352,0	19,0	3,310	7,934	4,654	34,07	1 127	716	649	0,2377	4,8	983,7
11	6352,0	19,0	2,902	6,500	3,750	23,50	681	408	409	0,2503	4,8	983,7
12	6357,0	14,0	2,902	6,500	3,750	23,50	681	408	409	0,2503	3,3	983,4
13	6357,0	14,0	2,802	6,000	3,550	19,20	537	353	301	0,2301	3,3	983,4
14	6368,0	3,0	2,802	6,000	3,550	19,20	537	353	301	0,2301	0,3	982,6
15	6368,0	3,0	1,030	1,500	0,0	2,25	23	0	23	0,5	0,3	982,6
16	6371,0	0,0	1,030	1,500	0,0	2,25	23	0	23	0,5	0,0	981,9

моделей Земли, каждая из которых должна соответствовать характеру той или иной задачи физики Земли.

Сделаем некоторые замечания о моделях типа РЕМ. В этих моделях реальная ситуация заметно упрощена, в особенности в зоне фазовых переходов на глубине 420 и 670 км. Более подробно мы об этом скажем в следующем параграфе, посвященном химическому и минералогическому составу Земли. Переход между внешним и внутренним ядром также в действительности размазан. Вероятно, имеются некоторые нерегулярности на кривых $v_p(l)$ и $v_s(l)$ в нижней мантии и на границе мантия — ядро. Однако модели РЕМ приводят к согласию с данными наблюдений не хуже, чем значительно более сложные модели, в которых в настоящее время нет недостатка. Простота моделей типа РЕМ является их преимуществом, а основные особенности строения недр Земли они описывают так же хорошо, как и более сложные модели. Отметим еще, что согласно моделям РЕМ распределение плотности в Земле глубже 670 км подчиняется уравнению Адамса — Вильямсона; отклонение от этого уравнения не превышает 0,2%. Отсюда вытекает, что отклонения от химической однородности и адиабатичности в нижней мантии и ядре очень малы.

7.4. Минералогический состав

На основе лабораторных экспериментов (см. § 6.2) можно заключить, что пироксеновая компонента мантии (модельные составы 90% $MgSiO_3 \cdot 10\% Al_2O_3$) на глубинах, меньших 70 км, кристаллизуется в виде ортопироксенов. Дальше, в интервале глубин 70—500 км, ортопироксены сосуществуют с гранатами, причем концентрация граната систематически нарастает, достигая 100% на глубине 500 км. Структура граната устойчива в интервале глубин 500—640 км; смена структуры граната структурой ильменита происходит на глубинах 660—740 км, а глубже 760 км структура ильменита сменяется структурой перовскита. В пиrolитовом составе мантии основным минералом является оливин, доля которого составляет ~60 весовых процентов. Поэтому совершенно естественно, что переход $\alpha \rightarrow \beta$ или $\alpha \rightarrow \gamma$ должен быть ответственным за аномальный рост скорости на глубинах 400—430 км. В моделях Земли типа РЕМ, описанных в § 7.3, первый фазовый переход в мантии Земли приурочен к глубине 420 км.

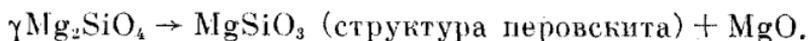
Чтобы разобраться в этом вопросе, обратимся к рис. 29, на котором изображены два совмещенных изогермических сечения фазовой диаграммы системы $Mg_2SiO_4-Fe_2SiO_4$ при 1200 и 1600 °С. Сечение при 1200 °С взято из работы Акимото, Матсуи и Сёно, а сечение при 1600 °С построено путем экстраполяции данных тех же авторов при 800, 1000 и 1200 °С. На рис. 29 восстановлена ордината (штриховая линия), соответствующая молекулярной концентрации железа в пиролите около 0,11. Эта линия встречает кривую фазового равновесия $\alpha \leftrightarrow \leftrightarrow (\alpha + \beta)$ при 1600 °С и давлении ~ 135 кбар, что отвечает глубине 400 км. Из фазовой диаграммы видно, что переход оливина (α) в модифицированную шпинель (β) растянут на 12 кбар (примерно на 35 км). Если на протяжении этих 35 км температура также возрастает, то толщина слоя, в котором сосуществуют фазы α и β , возрастает. Напомним, что при $\alpha \rightarrow \beta$ - и $\beta \rightarrow \gamma$ -переходах плотность возрастает на 8 и 3% соответственно.

Если предположить, что градиент температуры в зоне 430—630 км равен ~ 2 °С/км, то область β -фазы простирается до глубины ~ 600 км, где завершается переход $\beta \rightarrow \gamma$ (шпинель). Оценить ширину переходной зоны трудно; видимо, она порядка десятков километров. Область шпинелевой модификации занимает интервал ~ 600 —(650—670) км (в моделях типа РЕМ второй фазовый переход помещен на глубине 670 км, где все физические параметры [ρ , v_s , v_p] возрастают скачком). Если градиент температуры в зоне 430—600 км в два раза меньше (~ 1 град/км), то переход $\beta \rightarrow \gamma$ завершается на глубине ~ 570 км.

Глубже 670—700 км все минералы находятся в постшпинелевых модификациях. Использование фазовой диаграммы для исследования зоны *C* позволяет не только установить структуру этой зоны, но и определить реперную точку для температуры на глубине 400 км. Эта температура оказывается равной 1600 ± 50 °С. При анализе было сделано предположение о молекулярном отношении $Fe/(Fe + Mg) \sim 0,11$ в соответствии с гипотезой пиролитового состава мантии Земли. Если состав оливинов несколько отличен от принятого в этой модели, то приведенные выше цифры, характеризующие переходной слой, несколько изменятся, хотя сам характер анализа сохраняется.

В самое последнее время (см. § 6.2) вопрос о постшпинелевом переходе был решен в пользу следующей

реакции:



Этот переход должен происходить на глубинах ~650—670 км и сопровождаться возрастанием координационного числа кремния с четырех до шести. Все изложенное в этом параграфе показывает, что физической причиной границы на глубине 420 км является фазовый переход оливинов в β -фазу, а граница на глубине 670 км обусловлена фазовыми переходами, при которых координационное число кремния становится равным шести. Лиу указал также, что можно ожидать третьей границы в средней мантии на глубинах 750—770 км из-за фазового перехода ильменита в перовскит.

Разбиение мантии Земли на минералогические зоны согласно новейшим данным приведено в табл. 6.

Т а б л и ц а 6

Минералогические зоны в мантии Земли (по данным Л. Лиу)

Зоны мантии	Глубина, км	Основные минеральные фазы		
Верхняя мантия (зона B)	70	Оливин	Проксен + +Al ₂ O ₃ +гранат	Гранат
	Оливиновая зона			
Переходная зона (зона C)	420	β -фаза Шпинель Перовскит + +(Mg, Fe)O	Гранат Ильменит Перовскит	Ильменит? Перовскит?
	Шпинелевая зона			
	670 Зона перовскита и ильменита			
Нижняя мантия (зона D)	1000	Перовскит + +(Mg, Fe)O	Перовскит	Перовскит
	Перовскитовая зона 2800			

Важный вопрос о постоянстве химического состава нижней мантии находится в состоянии изучения. Здесь конкурируют два мнения. Согласно одному химический состав нижней мантии тот же, что и верхней мантии. Согласно другому мнению величина отношения Fe/Mg в нижней мантии несколько больше, чем в верхней.

7.5. Физическая модель

В этой главе речь шла о сейсмологической модели Земли.

Представляет интерес распределение в недрах Земли многих других физических параметров, таких как теплоемкость, коэффициент теплового расширения, адиабатические температуры, коэффициенты теплопроводности и вязкости, коэффициент электропроводности, который рассматривался в § 4.3, и т. д. Модель Земли, в которой даны распределения всех этих величин, условно можно назвать физической моделью Земли.

Идея метода, позволяющего получить искомые распределения, весьма проста. Следует теоретически вскрыть зависимость искомой величины от объема (или плотности) и температуры и, беря значение величины в некоторой точке (ρ_0, T_0) из эксперимента, дальнейший ее ход в недрах Земли найти, подставляя в соответствующую формулу распределения $\rho(l)$ и $T(l)$. Сейчас, если иметь в виду принципиальную сторону вопроса, рассматриваемая проблема представляет собой пройденный этап геофизики. Однако нелишне напомнить, что еще совсем недавно, скажем, 30 лет назад, картина была совсем другой.

В те времена как геофизики, так и специалисты по физике высоких давлений не имели опыта работы при давлениях в сотни килобар и в мегабарной области и, по существу, не были психологически готовы к восприятию соответствующих результатов. Казалось, что если от обычного давления в одну атмосферу перейти к давлениям, в миллион раз большим, то и многие свойства вещества могут претерпеть большие непредсказуемые изменения.

Однако единица давления — атмосфера является, по существу, не очень удачной единицей, когда речь идет об изучении сжимаемости конденсированных сред. Характерным давлением в этом случае будет давление порядка модуля сжатия, т. е. давление порядка сотен килобар (см. табл. 5).

Реальной физической характеристикой среды, характеристикой более осязаемой, чем давление, является среднее расстояние между атомами, которое имеет порядок постоянной решетки.

Если обратиться к табл. 5, то мы увидим, что давление на границе M лежит в пределах 2,2—9,7 кбар, а на границе мантия — ядро равно 1354 кбар, т. е. на протя-

женни мантии давление увеличивается более чем в 100 раз. Соответствующее изменение постоянной решетки в процентах равно

$$\frac{\Delta a}{a} \sim \frac{\rho_{0г} - \rho_{0м}}{3\rho_{0м}} \cdot 100 = \frac{5.55 - 3.3}{3 \cdot 3.3} \cdot 100 = 23\%,$$

т. е. по существу очень невелико. В недрах Земли вещество сжато слабо, и соответственно электронное строение атомов в условиях земных недр меняется незначительно. Это позволяет оценить многие физические параметры земных недр с помощью методов физики твердого тела и физики высоких давлений.

Построение физической модели Земли в указанном выше смысле было выполнено в основном в Институте физики Земли АН СССР в конце пятидесятых и начале шестидесятых годов. Некоторые результаты были независимо получены канадским геофизиком Аффенем, американским геофизиком Берчем и другими.

Чтобы построить термодинамику мантии и ядра Земли и рассчитать термодинамические коэффициенты, необходимо определить две новые функции плотности земных недр: $\Theta(\rho)$ — дебаевскую температуру и $\gamma(\rho)$ — параметр Грюнайзена (см. стр. 173). Эти две функции полностью определяют термодинамику дебаевской модели твердого тела. Дебаевская температура разграничивает температурную область на высокотемпературную $T \gtrsim \Theta$, в которой свойства конденсированной среды подчиняются законам классической статистической физики и где для теплоемкости справедлив закон Дюлонга и Пти, и низкотемпературную $T \ll \Theta$, где свойства среды подчиняются законам квантовой статистической физики и теплоемкость не постоянна, а убывает пропорционально кубу абсолютной температуры ($c \sim T^3$) при приближении к абсолютному нулю. В случае земных недр, мантии и ядра мы имеем дело с классическим предельным случаем $T \gtrsim \Theta$.

Построение любой модели твердого тела начинается с того, что истинный спектр частот атомных колебаний заменяется некоторым более простым, поддающимся расчету спектром. Если сделать самое простое предположение и считать, что все частоты атомных колебаний равны, то мы придем к эйнштейновской модели твердого тела (1907 г.). Эта модель сыграла большую роль в истории физики, так как именно на ней А. Эйнштейн ввел квантовые представления в физику твердого тела, что позволило объяснить падение теплоемкости при низких темпе-

ратурах — явление, ставившее в тупик классическую физику. Следующий шаг был сделан в 1912 г. П. Дебаем. Предложенная им модель оказалась достаточной для многих задач, в том числе и для тех, которые рассматриваются в этом параграфе.

Чтобы лучше понять смысл дебаевской температуры, поясним, как она определяется. В дебаевской модели твердого тела истинный спектр собственных колебаний атомов, составляющих рассматриваемое тело, заменяется простым модельным спектром, в котором число собственных частот, приходящихся на интервал от ω до $\omega + \Delta\omega$, равно

$$z(\omega) \Delta\omega = \frac{3V\omega^2}{2\pi^2 v^3} \Delta\omega, \quad (59)$$

где \bar{v} — средняя скорость звука:

$$\frac{3}{\bar{v}^3} = \frac{1}{v_p^3} + \frac{2}{v_s^3}, \quad (60)$$

v_p и v_s — скорости продольных и поперечных акустических волн (т. е. скорости объемных сейсмических волн), V — объем твердого тела. Полное число собственных частот равно $3N$, где N — число атомов в рассматриваемом теле. Дебаевская частота ω_d определяется как максимальная (предельная) частота в дебаевском спектре [формула (59)].

Кванты тепловых колебаний в твердом теле называются фононами, в отличие от световых квантов — фотонов. Энергию фонона с дебаевской частотой ω_d можно записать в двух видах:

$$\epsilon_d = \hbar\omega_d = k\Theta, \quad \Theta = \bar{v} \frac{\hbar}{k} \left(\frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{1/3}, \quad (61)$$

где \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , k — постоянная Больцмана (газовая постоянная, отнесенная к одному атому), Θ — дебаевская температура. Таким образом, дебаевская температура — это измеренная в градусах энергия предельного дебаевского фонона. В предельном случае высоких температур $T \geq \Theta$ тепловой энергии достаточно, чтобы возбудить весь спектр тепловых колебаний атомов, и это соответствует классическому предельному случаю. Обращаясь к формуле (61), легко видеть, что данные сейсмологии позволяют нам определить дебаевскую температуру как функцию глубины в мантии

Земли, т. е. $\Theta(l)$. Оказывается, что данные сейсмологии позволяют определить $\Theta(l)$ и для ядра Земли. Так решается первая часть задачи определения функции $\Theta(l)$ для земных недр.

Вторая необходимая нам функция — это параметр Грюнайзена $\gamma(l)$. Эта функция характеризует изменение дебаевской частоты при изменении плотности и определяется как логарифмическая производная дебаевской температуры $\Theta(\rho)$ по плотности:

$$\gamma(l) = \frac{d \ln \Theta}{d \ln \rho} = \frac{\rho(l)}{\Theta(l)} \frac{d\Theta}{d\rho}. \quad (62)$$

Нам известны функции $\Theta(l)$ и $\rho(l)$, поэтому формула (62) позволяет вычислить функцию $\gamma(l)$. Как всякая логарифмическая производная, $\gamma(l)$ — медленно изменяющаяся величина порядка единицы. Обе функции $\Theta(l)$ и $\gamma(l)$ для мантии и ядра показаны на рис. 38 и 39.

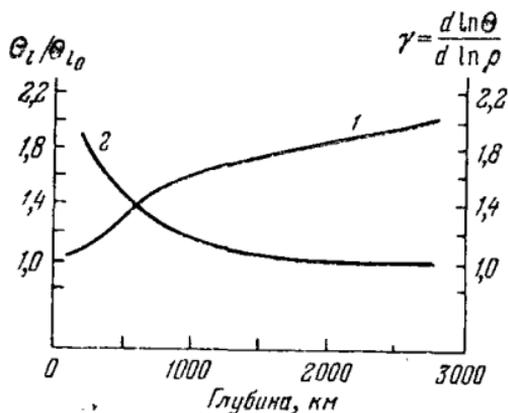


Рис. 38. Изменение дебаевской температуры (1) и параметра Грюнайзена (2) в мантии Земли с глубиной.

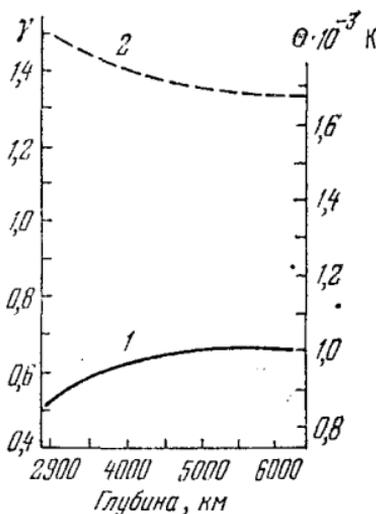


Рис. 39. Изменение дебаевской температуры (1) и параметра Грюнайзена (2) в ядре Земли с глубиной.

Чтобы рассчитать дебаевскую температуру по формуле (61), кроме средней скорости \bar{v} (60), которая определяется по данным сейсмологии (см. табл. 5), необходимо еще знать средний атомный вес вещества \bar{A} . Для мантии шпротитового состава $\bar{A} \approx 22$. Это дает для дебаевской температуры на глубине 100 км значение $\Theta_{100} \sim 660$ К.

Соответственно можно считать, что классический предельный случай в недрах Земли реализуется для глубин,

где $T \geq 1000^\circ \text{C}$, т. е. в большей части земных недр. В классическом предельном случае удельная теплоемкость при постоянном объеме c_V дается законом Дюлонга и Пти

$$c_V = \frac{3R}{M} \nu = \frac{3R}{A}, \quad (63)$$

где $R = 8,314 \cdot 10^7$ эрг/(моль · град) = 8,314 Дж/(моль × град) — газовая постоянная, M — относительная молекулярная масса, ν — число атомов в молекуле, A — средняя относительная атомная масса.

Удельная теплоемкость при постоянном давлении c_p равна

$$c_p \approx c_V (1 + \gamma \alpha T), \quad (64)$$

где T — абсолютная температура, а α — коэффициент теплового расширения, который может быть рассчитан по формулам

$$\alpha = \gamma \frac{c_p \rho}{K_S} = \gamma \frac{c_V \rho}{K_T}, \quad (65)$$

где K_S и K_T — адиабатический и изотермический модули сжатия соответственно. Адиабатический и изотермический коэффициенты сжимаемости β_S и β_T связаны с теплоемкостями термодинамической формулой

$$\frac{\beta_T}{\beta_S} = \frac{K_S}{K_T} = \frac{c_p}{c_V}. \quad (66)$$

Вычислив по формулам (63)—(66) термодинамические коэффициенты, можно рассчитать адиабатической градиент температуры в мантии и ядре Земли по формуле

$$\left(\frac{dT}{dl} \right)_{\text{ад}} = \frac{g \alpha T}{c_p}, \quad (67)$$

где g — ускорение силы тяжести, l — глубина. Рассчитанные таким образом термодинамические коэффициенты для разных глубин сведены в табл. 7 и 8. Принятые при расчете распределения температуры слабо влияют на значения чисел, приведенных в табл. 7 и 8.

Поясним теперь подробно, как получают для мантии Земли распределение коэффициента теплопроводности $\kappa(l)$; что поучительно в методическом отношении. Коэффициент теплопроводности мантии Земли κ складывается из двух частей: κ_p — решеточной части коэффициента теплопроводности, обусловленной обычным механизмом переноса тепла в диэлектриках за счет диффузии

тепловых колебаний кристаллической решетки — фононов, $\kappa_{\text{т}}$ — лучистой части коэффициента теплопроводности, обусловленной переносом тепла инфракрасными электромагнитными волнами. Таким образом,

$$\kappa = \kappa_{\text{р}} + \kappa_{\text{т}}. \quad (68)$$

Теоретически можно определить зависимость $\kappa_{\text{р}}$ от температуры и плотности через известные нам функции

Т а б л и ц а 7

Значения термодинамических величин мантии Земли при распределении температур вдоль адиабатического градиента

Глубина, см	T , К	$\alpha \cdot 10^8$, град ⁻¹	$\frac{c_p}{c_V}$	$\left(\frac{T_l}{T_{100}}\right)_{\text{ад}}$
100	1500	68,1	1,19	1
200	1575	62,5	1,19	1,051
600	1800	25,5	1,06	1,205
1000	1950	16,9	1,04	1,295
1800	2160	11,0	1,02	1,44
2900	2400	9,5	1,02	1,61

Т а б л и ц а 8

Значения термодинамических величин земного ядра при распределении температур вдоль кривой плавления

Глубина, км	T , К	$\alpha \cdot 10^8$, град ⁻¹	$\frac{c_p}{c_V}$	$\left(\frac{T_l}{T_{2900}}\right)_{\text{ад}}$
2900	4300	1,08	1,07	1
3600	4900	0,79	1,055	1,14
4400	5650	0,67	1,05	1,26
5000	6050	0,616	1,05	1,31
6371	6300	0,577	1,05	1,37

$\Theta(\rho)$ и $\gamma(\rho)$ — дебаевскую температуру и параметр Грюнрайзена:

$$\kappa_{\text{р}} = A \frac{V^{1/3} \Theta^3}{\gamma^2 T}, \quad (69)$$

где V — объем элементарной ячейки среды ($V \sim 1/\rho$), A — некоторая нормировочная постоянная, определяемая экспериментально. Оценим теперь изменение $\kappa_{\text{р}}$ с глубиной. Обозначим индексами l и «100» величины, относящиеся к глубинам l и 100 км соответственно; тогда

(69) перепишется следующим образом:

$$\kappa_{pl} = \kappa_{p100} \left(\frac{T_{100}}{T_l} \right) \left(\frac{\rho_{100}}{\rho_l} \right)^{1/3} \left(\frac{\gamma_{100}}{\gamma_l} \right)^2 \left(\frac{\Theta_l}{\Theta_{100}} \right)^3. \quad (70)$$

Для определения κ_{p100} предположим, что мантия состоит из дунита (ультраосновная горная порода, близкая по своим физическим свойствам к мантийным породам), и воспользуемся экспериментальным значением для средней теплопроводности дунита при 0°C , $\kappa_p(T = 273\text{ K}) = 1,24 \cdot 10^{-2}$ кал/(см · с · град). Далее, из (70) следует, что на протяжении первых 100 км влияние температуры на изменение κ_p более существенно, чем влияние давления (или изменения плотности). Поэтому κ_{p100} можно найти из соотношения $\kappa_p = \frac{\text{const}}{T}$. Определив постоянную из условия $\kappa_p = 1,2 \cdot 10^{-2}$ при $T = 273\text{ K}$, получим $\text{const} = 3,4$ кал/(см · с), $\kappa_{p100} = \frac{3,4}{T_{100}}$. Подставляя это в (70), определим окончательное выражение для решеточной части коэффициента теплопроводности мантии:

$$\kappa_{pl} = \begin{cases} \frac{3,4}{T} & \text{при } l \leq 100 \text{ км,} \\ \frac{3,4}{T_{100}} \left(\frac{T_{100}}{T_l} \right) \left(\frac{\rho_{100}}{\rho_l} \right)^{1/3} \left(\frac{\gamma_{100}}{\gamma_l} \right)^2 \left(\frac{\Theta_l}{\Theta_{100}} \right)^2 & \text{при } 100 < l \leq 2900 \text{ км.} \end{cases} \quad (71)$$

При температурах порядка 2000—5000 К в неметаллах заметный вклад в коэффициент теплопроводности может давать механизм лучистого переноса тепла. Выражение для $\kappa_{л}$ имеет вид

$$\kappa_{л} = \frac{16}{3} \frac{\sigma^* \bar{n}^2 T^3}{\alpha}, \quad (72)$$

где $\sigma^* = \frac{\pi^2 k^4}{60 \hbar^3 c^2} = 1,37 \cdot 10^{-12}$ кал/(с · см² · град⁴) — постоянная Стефана — Больцмана, $\bar{\alpha}$ — коэффициент поглощения, \bar{n} — показатель преломления, c — скорость света в пустоте, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , k — постоянная Больцмана. Основная неопределенность в $\kappa_{л}$ заключена в $\bar{\alpha}$. По-видимому, выбор подходящего значения $\bar{\alpha}$ для земных недр еще долго будет оставаться не-

определенным. Пока подходящей оценкой можно считать $\alpha \sim 100 \text{ см}^{-1}$.

Качественно изменение κ в мантии Земли можно описать так. Вначале коэффициент теплопроводности убывает примерно по закону T^{-1} [формула (71)]. На глубинах 100—200 км темп нарастания температуры замедляется, а сами температуры становятся весьма высокими. В значении κ (68) становится заметным вклад $\kappa_{\text{д}}$. Таким образом, где-то на глубинах 100—200 км расположен минимум коэффициента теплопроводности; другими словами, здесь находится теплозапирающий слой, препятствующий выходу тепла земных недр наружу. Мы здесь отвлекаемся от конвективного переноса тепла в этой зоне. Однако низкие значения κ в наружной зоне Земли в любом случае затрудняют вынос внутреннего тепла Земли наружу. По тем же причинам у Луны, Венеры, Марса и Меркурия примерно на тех же глубинах также должен располагаться аналогичный теплозапирающий слой. Значение κ в нижней мантии по крайней мере на порядок больше, чем в верхней.

Вопрос о теплопроводности земного ядра не требует специального рассмотрения. Дело в том, что в металлах коэффициент теплопроводности κ связан с коэффициентом электропроводности σ законом Видемана — Франца

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T = LT, \quad (73)$$

где k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, $L = 5,86 \cdot 10^{-9} \text{ кал} \cdot \text{Ом} / (\text{с} \cdot \text{град}^2)$. Значение $\sigma \sim 3 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ (см. § 4.3) и величина $T \sim 5 \cdot 10^3 \text{ К}$ позволяют с помощью формулы (73) оценить коэффициент теплопроводности земного ядра:

$$\kappa \sim 5,86 \cdot 10^{-9} \cdot 3 \cdot 10^3 \cdot 5 \cdot 10^3 \sim 0,1 \text{ кал} / (\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}). \quad (74)$$

Важным параметром физической модели Земли является вязкость. Значение этого сложного и еще плохо определенного параметра для физики планетных недр столь велико, что этот вопрос выделен в отдельный параграф.

7.6. Реологическая модель коры и мантии

В этой книге мы ограничили себя в основном рассмотрением вопросов, связанных со строением Земли и планет. Однако при переходе к более фундаментальным проблемам эволюции планет и течений в их недрах

перед нами встает проблема выбора физических параметров, определяющих законы таких течений. В обобщенном смысле эти параметры можно назвать «вязкостью» земных недр. Часто говорят о значениях «эффективной вязкости» земных недр. Однако дать четкое определение вязкости земных недр все еще трудно. Проще дать определение вязкости жидких ядер Земли, Венеры и Меркурия или вязкости жидких планет-гигантов. В этих случаях мы имеем дело с обычной ньютоновской вязкостью.

Вязкость земного ядра каким-либо непосредственным путем оценить трудно. Если воспользоваться данными о поглощении продольных сейсмических волн во внешнем ядре (зона E), то для средней вязкости внешнего ядра получается оценка

$$\bar{\eta} \ll 10^9 \text{ пуаз (зона } E\text{)}. \quad (75)$$

Оценку (75) следует понимать так. Если бы средняя вязкость внешнего ядра была $\geq 10^9$ пуаз, то при прохождении через него P -волн с периодами ~ 1 с они ослаблялись бы сильнее, чем это наблюдается по данным сейсмологии.

Из физических соображений можно полагать, что вязкость внешнего ядра Земли вряд ли больше 10^3 пуаз. То же самое можно сказать о жидких ядрах Венеры и Меркурия, а вязкость планет-гигантов еще меньше. Перейдем теперь к основной теме — определению вязкости твердых частей Земли, ее коры и мантии.

В § 1.5, посвященном предсказанию землетрясений, отмечалось, что если бы кора и мантия состояли из идеальных кристаллов без дефектов, то они обладали бы теоретической прочностью, превышающей прочность реальных пород в 10^3 раз. Еще большее значение наличие дефектов в реальных горных породах имеет для их вязкости. Именно, если бы кора и мантия состояли из идеальных кристаллов, то их вязкость практически равнялась бы бесконечности, т. е. они не обладали бы свойством текучести.

В 20-е годы при обсуждении представлений А. Вегенера о дрейфе материков одним из основных возражений против его гипотезы было то, что кристаллические твердые породы мантии Земли не могут течь, так как твердые тела не обладают свойством текучести. В действительности, если обратиться к данным геологии и геофизики, то можно указать по крайней мере на три факта, свидетельствующие о способности каменной оболочка

Земли к медленному течению: во-первых, смятие наружных пластов Земли в горные сооружения; во-вторых, послеледниковые поднятия Фенноскандии и обширных территорий в Канаде и, наконец, близость фигуры нашей планеты (см. §§ 2.2—2.4) к равновесной фигуре, соответствующей современной угловой скорости вращения Земли. Однако мы знаем, что вращение Земли медленно замедляется из-за эффекта приливного трения. Угловая скорость вращения молодой Земли $\sim 4 \cdot 10^9$ лет назад была примерно вдвое больше современной, и соответственно сжатие фигуры молодой Земли было значительно больше современного значения. Тот факт, что современное значение сжатия Земли близко к равновесному значению, как раз и указывает на то, что вся каменная оболочка планеты (ее кора и мантия) испытала крупномасштабное течение, в результате которого фигура Земли стала более близкой к сфере.

Способность к медленным неупругим деформациям твердых поликристаллических тел обусловлена наличием в них точечных и линейных дефектов кристаллической структуры — вакансий и дислокаций. Эти дефекты всегда присутствуют в реальных кристаллах. Они возникают при росте кристаллов после их образования и при пластической деформации. В физику твердого тела понятие о тепловых дефектах было введено одним из ее основателей Я. И. Френкелем в 1926 г. Френкель рассуждал следующим образом. По мере роста температуры происходит увеличение амплитуд тепловых колебаний. В твердом теле всегда имеется некоторое небольшое число атомов (или ионов, если тело построено из ионов) с весьма большими амплитудами колебаний. Под влиянием тепловых флуктуаций эти атомы могут быть выброшены из своих нормальных положений — узлов кристаллической решетки — и перейти в междоузельные положения. В результате последующих тепловых флуктуаций междоузельные атомы могут удалиться на достаточные расстояния от своих «материнских» узлов, так что их взаимодействием с оставшимися вакантными узлами (вакансиями) можно пренебречь. Следовательно, дефект по Френкелю состоит из пары невзаимодействующих частиц. Одна из них — междоузельный атом, другая — вакансия, которая ведет себя как квазичастица. На рис. 40 показано положение междоузельного атома в решетке NaCl. Естественно, что возможен и обратный процесс, при котором дефект по Френкелю рекомбинирует: при этом междоузельный атом сое-

двигается с вакансией, образуя снова рядовой атом кристаллической решетки. В состоянии теплового равновесия все время происходят процессы образования дефектов и

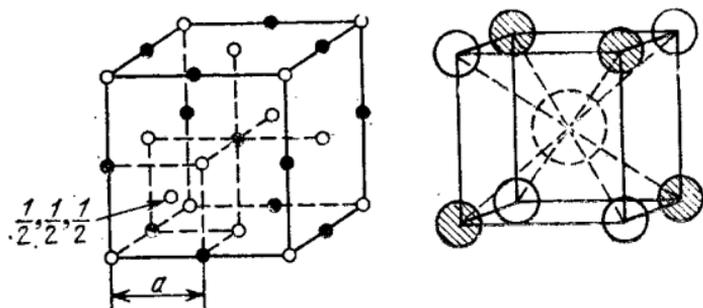


Рис. 40. Ион в междоузлии в решетке NaCl.

их рекомбинация, причем так, что при заданных (p, T)-условиях постоянная концентрация дефектов все время сохраняется.

Наряду с дефектами по Френкелю большое значение имеют дефекты по Шоттки, которые чаще называются просто вакансиями (рис. 41). Понятие об этих дефектах было введено в физику твердого тела немецким физиком

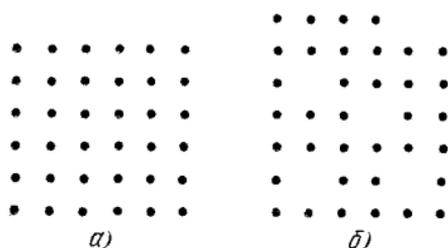


Рис. 41. Дефекты по Шоттки: а) идеальная решетка, б) решетка с дефектами.

В. Шоттки в 1935 г. В этом случае атом или ион, покинув свой узел, располагается не в междоузлии, а на поверхности кристалла или трещины. Кроме того, источниками и стоками дефектов по Шоттки — вакансий — также являются линейные дефекты твердых тел —

дислокации. Следовательно, в одноатомном твердом теле дефект по Шоттки представляет собой просто вакансию. В случае ионных кристаллов, например NaCl, условие электронейтральности приводит к тому, что дефект по Шоттки состоит из анионной вакансии (в подрешетке ионов Cl^-) и катионной вакансии (в подрешетке ионов Na^+). В случае силикатов, например кристалла оливина $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$, дефект по Шоттки состоит из анионной вакансии (в подрешетке ионов O^{2-}) и обеспечивающих электронейтральность кристалла катионных вакансий Mg^{+2} , Fe^{+2} и Si^{+4} в соответствующих подрешетках.

Для образования точечного дефекта в кристалле необходимо преодолеть некоторый потенциальный барьер (H — энергия образования дефекта), и поэтому концентрация тепловых дефектов c_d сильно (экспоненциально) зависит от температуры ($\sim \exp[-H/kT]$), где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Легко сообразить, что в идеальной бездефектной кристаллической решетке посторонние атомы — примеси — не смогли бы диффундировать сквозь кристалл, а атомы самого кристалла не смогли бы перемешиваться. В реальном же кристалле газ точечных дефектов все время находится в хаотическом тепловом движении, перемешивая кристалл. Концентрация тепловых дефектов в кристаллах весьма мала и достигает своих максимальных значений $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ (т. е. один вакантный узел на $10^3 - 10^4$ занятых узлов) вблизи точки плавления. Способность кристалла к перемешиванию определяется его коэффициентом самодиффузии

$$D = D_0 e^{-H^*(p)/kT}, \quad (76)$$

где D_0 — величина размерности длина²/время, слабо зависящая от p и T , H^* — энергия активации для самодиффузии, p — давление. Величина $H^*(p)$ является функцией давления. Она складывается из энергии образования дефекта H и энергии активации для преодоления потенциального барьера H_a частицей (вакансией) при переходе из одного равновесного положения в другое (т. е. при обмене вакансии местами с соседним атомом) $H^* = H + H_a$. Возможность диффузии в твердых кристаллических телах показывает, что если в них создать градиенты концентрации вакансий, то выравнивание этих градиентов будет сопровождаться переносом вещества, т. е. его течением. С приложением касательных напряжений к поликристаллу в его зернах возникает градиент концентрации вакансий, поэтому поликристалл станет течь и его эффективный коэффициент вязкости η_1 будет определяться коэффициентом самодиффузии D . В связи с этим вязкость поликристаллов η_1 именуется диффузионной. Ясно, что чем больше D , т. е. чем быстрее способно переноситься вещество, тем меньше эффективная вязкость поликристалла η . Диффузионную вязкость поликристаллов открыли теоретически независимо Херринг (1950 г.) в США и Паббаро (1948 г.) в Англии. Обобщение диффузионной вязкости на случай высоких давлений и применение ее к физике магии Земли было сделано автором в 1960 г.

Выражение для коэффициента диффузионной вязкости имеет вид

$$\eta_1 = A \frac{kT}{Da} \left(\frac{h}{a} \right)^2, \quad (77)$$

где h — средний размер кристаллических зерен, a — постоянная решетки, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, $A \approx 1/30$ — постоянная, D — коэффициент самодиффузии. Согласно (77) η_1 достаточно сильно, но квадратичному закону зависит от среднего размера зерен, который для земных недр оценить непросто. В сложных веществах, например в силикатах, η_1 согласно (77) и (76) будет определяться самодиффузией наиболее медленно диффундирующих частиц, которыми, по-видимому, являются ионы кислорода O^{2-} . Реально диффузионная вязкость может определять течение вещества при достаточно высоких температурах ($T > \frac{2}{3} T_m$, T_m — температура плавления), когда концентрация тепловых дефектов превосходит концентрацию естественных примесных атомов, которыми «загрязнено» любое реальное вещество, и при достаточно низких касательных напряжениях, т. е. когда не приведены в действие более мощные механизмы пластического течения твердых тел, о чем будет сказано ниже.

Чтобы оценить распределение диффузионной вязкости в мантии Земли, необходимо в первую очередь вскрыть зависимость $H^*(p)$ от давления. В этом вопросе в настоящее время используются три подхода. Один исходит из предположения, что энергия активации самодиффузии H^* пропорциональна температуре плавления, т. е. $H^*(p) \sim \xi T_m$, причем $\xi \sim 20-40$, т. е. весьма велико. Тогда выражение для η_1 принимает исключительно простой вид

$$\eta_1(l) \sim \eta_0 e^{\xi \lambda(l)}, \quad \lambda(l) = \frac{T(l)}{T_m(l)}, \quad \xi \sim 20 - 40, \quad (78)$$

где λ — приведенная температура, η_0 — константа, которую можно оценить, считая, что вязкость астеносферы, скажем, на глубине 100 км, равна $\eta_1(l_1 = 100 \text{ км}) \sim \sim 10^{20} - 10^{21}$ пуаз, $\eta_0 \sim \eta_1(l = 100 \text{ км}) e^{-\xi \lambda_{100}}$. Тогда

$$\eta_1(l) = \eta_1(l = 100 \text{ км}) e^{[\xi \lambda(l)] [1 - \lambda(l), \lambda_{100}]}. \quad (78a)$$

Чтобы найти распределение диффузионной вязкости в

мантии Земли с помощью (78a), необходимо задаться значением вязкости астеносферы η_1 ($l = 100$ км), значением коэффициента ξ , распределением температуры $T(l)$ и распределением температуры плавления $T_m(l)$ в мантии Земли. В геофизике температура плавления мантии и ядра оценивается с помощью формулы Линдемана (1910 г.)

$$T_m(l) = T_{m,100} \left[\frac{\rho_{100}}{\rho(l)} \right]^{2/3} \left[\frac{\Theta(l)}{\Theta_{100}} \right]^2, \quad (79)$$

где ρ — плотность, Θ — дебаевская температура мантии (отношение $\Theta(l)/\Theta_{100}$ дано на рис. 38), индекс 100 указывает, что кривая плавления (79) нормирована по глубине $l = 100$ км, где полагают $T_{m,100} \sim 1800$ К. Свою формулу (79) Линдеман установил на основе следующего предположения: «Отношение средней квадратичной амплитуды тепловых колебаний к квадрату постоянной решетки остается постоянным на кривой плавления». Оценка распределения вязкости земных недр по любой из формул, имеющих распространение в геофизике, не очень надежна из-за исключительно сильной экспоненциальной зависимости от температуры. Погрешности в распределении $T(l)$ и $T_m(l)$ в мантии могут давать большие ошибки в значениях диффузионной вязкости $\eta_1(l)$ (78a).

Во втором подходе используют стандартную термодинамическую формулу для функции $H^*(p)$:

$$H^*(p) = E^* + V^*p, \quad (80)$$

где E^* и V^* — энергия активации (при $p = 0$) и активационный объем — предполагаются константами. В действительности E^* и V^* являются неизвестными функциями плотности, и поэтому формулу (80), строго говоря, можно применять при небольших давлениях $p \ll K_T$ (K_T — изотермический модуль сжатия). Кроме того, (80) с постоянными значениями E^* и V^* не позволяет оценить изменение $H^*(p)$ при фазовых переходах в средней мантии на глубинах ~ 420 и 670 км, при которых происходит заметное увеличение плотности (см. табл. 5). Этот недостаток устранен в формуле, дающей явную зависимость H^* от плотности:

$$H^*(\rho) = E^* \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^L, \quad L = \frac{V^*}{E^*} K_T. \quad (81)$$

Формула (81) при низких давлениях ($p \ll K_T$) эквивалентна (80), но она обладает тем преимуществом, что из-за явной зависимости от плотности позволяет оценить скачки H^* на фазовых переходах. Конкретные значения параметров E^* , V^* , L и другие мы приведем после рассмотрения пластической (дислокационной) вязкости мантии η_2 .

Физическая природа пластичности была выяснена сравнительно недавно. Согласно современным представлениям пластическое течение кристаллических твердых тел обусловлено движением линейных дефектов (дислокаций) в их плоскостях скольжения и переползанием дислокаций из одних плоскостей скольжения в другие. В физику твердого тела понятие о дислокациях было введено в 1934 г. независимо английским ученым Г. Тейлором и немецкими учеными Е. Орована и М. Поляни. Дислокации бывают краевые, винтовые и смешанного типа. Мы кратко опишем только краевую дислокацию. На рис. 42 показано сечение простой кубической решетки, содержащей одну краевую дислокацию. Дислокация

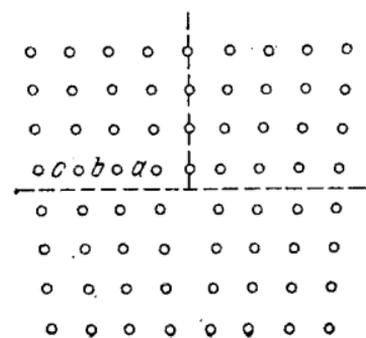


Рис. 42. Единичная краевая дислокация в простой кубической решетке. При сдвиге верхней половины кристалла относительно нижней дислокация последовательно проходит положения a , b , c .

образуется, если вставить одну лишнюю полуплоскость в верхнюю половину кристалла. Особенно сильные нарушения периодической структуры кристалла появляются в зоне вдоль линии встречи лишней плоскости с плоской границей нижней части кристалла. Отсюда понятно, почему дислокации относятся к линейным дефектам кристалла. Если мы приложим силы к верхней и нижней частям кристалла (рис. 42) с тем, чтобы сдвинуть их друг относительно друга по их граничной плоскости — плоскости скольжения, то

обнаружим, что наличие дислокации заметно облегчает скольжение верхней половины кристалла по нижней. При сдвиге справа налево ядро дислокации последовательно проходит положения a , b и c и затем выходит на поверхность. В результате кристалл освобождается от линейного дефекта, а верхняя половина кристалла смещается относительно нижней на одну постоянную решетки. Образно можно сказать, что прохождение одной краевой дислокации в своей плоскости скольжения через весь

кристалл смещает обе половины кристалла на один пространственный «квант» — постоянную решетки. Таким образом, движение дислокации через кристалл представляет собой элементарный акт пластической деформации.

Вторым важным процессом, связанным с пластическим течением кристаллов (или поликристаллов), является так называемое *переползание дислокации* из одной плоскости скольжения в другую. Под этим эффектом понимают наращивание или уменьшение лишней кристаллической полуплоскости в кристалле (см. рис. 42), в результате чего дислокационная линия перемещается в одну из нижних плоскостей скольжения или, наоборот, поднимается в одну из верхних плоскостей скольжения. Возможны различные взаимодействия дислокаций, а также процессы рождения и аннигиляции дислокаций. Однако для того, чтобы поликристаллическое тело деформировалось как сплошная пластическая среда, что имеет место для силикатов при высоких температурах, должны происходить как процессы скольжения дислокаций в их плоскостях скольжения, так и процессы переползания дислокаций. Скорость процессов переползания дислокаций определяется скоростью подвода или отвода материала, которая контролируется диффузией точечных дефектов. В этом смысле и говорят, что диффузия в поликристаллах при их высокотемпературном пластическом течении является скоростью определяющим процессом. В результате дислокационная вязкость поликристалла η_2 , так же как и диффузионная вязкость η_1 (77), обратно пропорциональна коэффициенту самодиффузии (76). Обычно ее записывают в виде

$$\eta_2 = \frac{1}{2} \frac{\tau}{\gamma_0} \left(\frac{\mu}{\tau} \right)^3 e^{\beta}, \quad \beta = \frac{H^*(\rho)}{T} = \frac{E^*}{T} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^L, \quad (82)$$

где τ — касательное напряжение, μ — модуль сдвига, $H^*(\rho)$, E^* и L определены формулой (81), γ_0 и E^* — постоянные, определяемые экспериментально. Дислокационная вязкость мантии η_2 обратно пропорциональна квадрату касательного напряжения τ . Распределение касательных напряжений в мантии неизвестно. По оценкам они лежат в интервале $\tau \sim 1-100$ бар. Таким образом, если положить среднее значение касательного напряжения в мантии равным $\bar{\tau} \sim 10$ бар, то неопределенность в η_2 только из-за незнания реальных касательных напряжений в мантии выражается коэффициентом $10^{\pm 2}$. В настоящее время на основе данных лабораторных экспери-

ментов принимают следующие значения параметров:

$$E^* = 126 \text{ ккал/моль} = 5,5 \text{ эВ}, \quad \gamma_0 = 5,2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$$

при

$$T > 1100^\circ\text{C}; \quad E^* = 34,57 \text{ ккал/моль} = 1,5 \text{ эВ}, \\ \gamma_0 = 1,1 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \quad \text{при} \quad T < 1100^\circ\text{C}. \quad (83)$$

Параметры (83) относятся к перидотитовой мантии. При построении распределения вязкости мантии за исходный уровень принимают глубину $l = 100$ км. На этом уровне $p = 32$ кбар, $K_T = 10^6$ бар. Согласно (80) энергия H^* на этом уровне возрастает на величину $pV^* = 11 \text{ см}^3/\text{моль} \times \times 3,2 \cdot 10^{10} \text{ дин/см}^2 = 8,4 \text{ ккал/моль}$. Тогда

$$E_{100}^* = 134,4 \text{ ккал/моль}, \quad V^* = 11 \text{ см}^3/\text{моль}, \\ \gamma_0 = 5,2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}, \quad L = 2,0, \quad \rho_0 = 3,36 \text{ г/см}^3. \quad (84)$$

Итак, мы разобрали два возможных физических механизма, которые обеспечивают вязкое течение вещества мантии Земли под действием касательных напряжений. Эффективная вязкость мантии η_m , в которой действуют оба указанных механизма, дается формулой

$$\eta_m = \frac{\eta_1 \cdot \eta_2}{\eta_1 + \eta_2}. \quad (85)$$

Обозначим через τ_c критическое касательное напряжение, при котором $\eta_1 = \eta_2$. Тогда при $\tau \gg \tau_c$ $\eta_2 \ll \eta_1$, а при $\tau \ll \tau_c$ $\eta_1 \ll \eta_2$. Согласно (85) критическое значение касательных напряжений τ_c разграничивает области действия диффузионного и дислокационного механизмов вязкости мантии:

$$\eta_m = \begin{cases} \eta_1 & \text{при } \tau \ll \tau_c, \\ \eta_2 & \text{при } \tau \gg \tau_c. \end{cases} \quad (86)$$

Чтобы оценить τ_c , необходимо выбрать значение среднего размера кристаллических зерен мантии h в (77). Величина h оценивается из анализа ультраосновных включений в базальтовых лавах и кимберлитовых трубках. По этим данным в верхней мантии h лежит в интервале $\sim 10^{-2} - 1$ см, т. е. характеризуется заметной неопределенностью. Отсюда τ_c получается $\sim 5 \cdot 10^{-2} - 5$ бар. Таким образом, вопрос о выборе τ_c также достаточно неопределенный. В связи с этим можно просто положить $\tau_c \sim 1$ бар, тем более что оба закона (77) и (82) при рассмотрении гидродинамики мантии дают близкие результаты (конечно, при условии $\eta_1 \approx \eta_2$).

Итак, оценим вязкость мантии с помощью формулы (82) и параметров (84), $\tau = \bar{\tau} = 10$ бар и двух вариантов распределения температур: 1) вдоль адиабаты с начальной температурой на глубине $l = 100$ км, равной $T_{100} = 1500$ К и дальнейшими температурами, приведенными в табл. 7 (вариант низких температур); 2) вдоль некоторого пробного «разумного» распределения температур, равных $T(l = 100 \text{ км}) = 1500$ К, на глубине первого фазового перехода $T(l = 420 \text{ км}) = 1550^\circ\text{C} = 1823$ К (реперное значение температуры на рассматриваемом уровне (см. § 7.4)), а глубже этого уровня примем чисто априорно градиент температуры постоянным и равным $1^\circ\text{C}/\text{км}$ до глубины 670 км, далее до глубины 1000 км уменьшим градиент до $0,7^\circ\text{C}/\text{км}$, а от 1000 км до границы с ядром положим градиент равным $0,6^\circ\text{C}/\text{км}$, в результате чего на границе с ядром получим температуру $T(l = 2885 \text{ км}) \approx 3435$ К (вариант высоких температур).

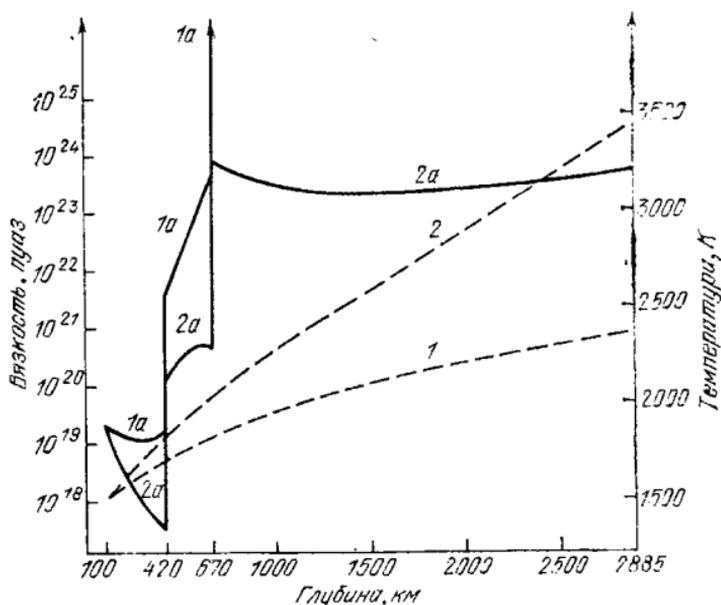


Рис. 43. Распределения температуры и вязкости в мантии Земли. 1 — адиабатические температуры, 1а — соответствующее распределение вязкости, 2 — некоторое пробное распределение температур, 2а — соответствующее распределение вязкости в мантии.

Распределение плотности выберем в соответствии с моделями РЕМ (см. табл. 5). Оба распределения температур и соответствующие им распределения вязкости в мантии показаны на рис. 43. Несмотря на большие неопределенности, с которыми сталкиваются исследователи в геофизике при попытке оценить распределение вязко-

сти в мантии, результаты, приведенные на рис. 43, позволяют сделать важные выводы.

Исследование конвекции в мантии показало, что конвективные течения вытесняются в зоны с вязкостью $\eta_m < 10^{23}$ пуаз. Если бы вся мантия была охвачена эффективной конвекцией, то распределение температур в ней следовало бы вдоль адиабаты на рис. 43. Однако для такого распределения температур вязкость на границе второго фазового перехода в мантии ($l = 670$ км) принимает значение $2 \cdot 10^{27}$ пуаз и быстро возрастает в сторону границы с ядром, где становится равной $\sim 4 \cdot 10^{33}$ пуаз. Значения вязкостей, большие $\sim 10^{28}$ пуаз, практически означают, что вещество мантии не обладает свойством текучести, а это противоречит данным геологии и геофизики, относящимся к эволюции планеты. Этот вывод можно сделать несмотря на все неопределенности, которые содержатся в оценках вязкости мантии. Следовательно, температуры в мантии глубже уровня $l = 670$ км должны быть выше адиабатических.

Рассмотрим теперь результаты, относящиеся к априорному пробному распределению температур, также показанные на рис. 43 (кривые 2 и 2а). В этом случае мантия по вязкости разбивается, грубо говоря, на две зоны — для глубин 100—670 км вязкость попадает в интервал от $\sim 6,3 \cdot 10^{17}$ до $\sim 5,5 \cdot 10^{20}$ пуаз, глубже 670 км $\eta_m \geq 10^{23}$ пуаз. Рассчитанная нами вязкость относится к уровню напряжений $\tau = \bar{\tau} = 10$ бар. Получившиеся значения вязкости верхней мантии, видимо, слишком малы, чтобы выдерживать такие напряжения продолжительное время. Если бы мы в расчете приняли меньшие значения напряжений τ в (82), скажем, положили бы $\tau \sim 3$ бар или 1 бар, то соответственно вязкость верхней мантии равномерно поднялась бы в 10 и 100 раз соответственно. Наоборот, уровень напряжений в средней и нижней мантии ($l > 670$ км), возможно выше 10 бар. Разумной оценкой для напряжений в этой зоне является величина $\tau \sim 30$ бар. Тогда вязкости, показанные на рис. 43 (при принятом распределении температур — кривая 2), равномерно понизятся на порядок, т. е. будут $\geq 10^{22}$ пуаз. Такие значения вязкости допускают конвективные течения в мантии и соответственно должны приводить к понижению температуры, что из-за сильной экспоненциальной зависимости вязкости от температуры должно привести к резкому росту вязкости нижней мантии. На основе имеющихся в настоящее время данных, которые

использованы в нашем изложении, распределение температур в средней и нижней мантии следует выбрать таким, чтобы при уровне касательных напряжений в этих зонах ($\tau \sim 30$ бар) вязкость попадала в интервал $\sim 5 \cdot 10^{22} - 10^{24}$ пуаз. Базируясь на сформулированном критерии, можно полагать, что температура мантии на границе с ядром $\sim 3400 - 3500$ К. С учетом сделанных замечаний реологическую модель мантии (для $l > 100$ км), показанную на рис. 43, можно считать вполне удовлетворительной.

Приведенные на рис. 43 распределения вязкости и температуры позволяют понять отсутствие сверхглубоких землетрясений (в мантии отсутствуют землетрясения с глубиной очага, большей ~ 700 км). Дело, по-видимому, в том, что рост напряжений заметно понижает вязкость ($\eta_2 \sim \tau^{-2}$), а это приводит к релаксации напряжений (напряжения рассасываются за счет течений). Как только в какой-то зоне вязкость мантии снижается до $\eta \leq \leq 10^{22}$ пуаз, она переходит из статического состояния в конвективное. Начинают происходить вынос тепла и резкое понижение температуры, что способствует возвращению мантии в исходное состояние с $\eta \geq 10^{23}$ пуаз. Таким образом, физические условия в сверхглубокой мантии ($l > 700$ км) таковы, что вязкость в ней поддерживается на уровне $\sim 10^{23} - 10^{24}$ пуаз, а это, как указано выше, и объясняет отсутствие в мантии сверхглубоких землетрясений.

Прежде чем продолжить изложение, скажем несколько слов о литосфере и астеносфере — понятиях, играющих огромную роль в современной геофизике и геологии. Наружный жесткий слой Земли именуют литосферой, под ней расположен размягченный слой Земли — астеносфера. Нижняя граница астеносферы, как это следует из распределения вязкости, показанного на рис. 43, находится на глубине ~ 670 км, а верхняя для континентального и океанического регионов Земли расположена на заметно разных уровнях — под океанами на глубине ~ 70 км, а под континентами на глубине ~ 200 км. При общих рассуждениях глубину этой границы выбирают равной ~ 100 км. По современным представлениям наружная литосферная оболочка Земли расколота на небольшое число плит (порядка десяти), взаимодействие между которыми вдоль их границ в основном и определяет тектонический облик планеты. Этим, собственно, и определяется значение литосферы для геофизики и гео-

логии. Течение вещества в астеносфере в конечном счете является первопричиной тектонических проявлений на поверхности Земли. Вся мантия Земли, исключая ее верхнюю кромку, образующую вместе с корой литосферу, находится в конвективно-неустойчивом состоянии. Верхняя мантия ($l < 670$ км), видимо, находится в состоянии развитой конвекции, так что время одного конвективного цикла в ней много меньше возраста Земли, а глубинная мантия ($l > 670$ км) находится в состоянии очень медленных течений с временем одного конвективного цикла, большим возраста Земли, т. е. в состоянии, близком к статическому. В этом смысле и говорят, что конвективные течения в мантии вытеснены в зону с $\eta_m < < 10^{23}$ пуаз.

Указать однозначный способ определения мощности литосферы пока не удается. Действительно, многие считают, что физические свойства астеносферы обусловлены частичным плавлением (весовая доля расплава $\sim 1\%$), т. е. астеносферный слой мантии содержит базальтовые капельки ($\sim 1\%$). Тогда, задавшись, скажем, перidotитовым составом мантии и определив тем или иным способом распределение температуры в ней, мы могли бы определить глубину подошвы литосферы по температуре начала плавления перidotита (по температуре солидуса перidotита), равной $\sim 1200^\circ\text{C}$.

Однако следы воды и двуокиси углерода ($\sim 0,1\%$) снижают эту температуру на величину порядка 100°C , поэтому такой способ оценки мощности литосферы содержит заметные неопределенности. Второй способ оценки мощности литосферы основан на предположении о совпадении астеносферы со слоем пониженных скоростей в верхней мантии (см. рис. 36 и 37). Однако физическая природа слоя пониженных скоростей еще недостаточно ясна, а верхняя граница его часто определяется не очень уверенно. Третий способ определения мощности литосферы основан на гипотезе, согласно которой зона пониженных Q_{μ} расположена в астеносферном слое Земли (см. рис. 21). Эта гипотеза, так же как и две предыдущие, еще не получила подтверждения, а установление надежных границ зон пониженных Q_{μ} в мантии Земли является актуальной, но еще не решенной задачей. Наконец, иногда предполагают, что зона повышенной электропроводности расположена в астеносфере. Эта гипотеза может оказаться еще менее правдоподобной, чем остальные, и также не может использоваться для надежной локали-

зации астеносферы и литосферы. Говоря о литосфере, всегда следует иметь в виду, каким образом последняя определена. В настоящей книге не рассматриваются региональные особенности Земли. Однако литосфера Земли имеет ярко выраженный региональный характер, а мощность континентальной литосферы может в два раза превышать мощность океанической литосферы. Изложим проблему построения реологической модели литосферы, следуя английскому исследователю С. Мурреллу (1976 г.).

Понятие литосферы Земли тесно связано с распределением температуры в ее недрах, поэтому естественно рассмотреть океанические и континентальные регионы по отдельности. Согласно гипотезе раздвигания океанического дна, океаническая кора создается в рифтовых зонах океанов и, как ленточный конвейер, движущийся со скоростью ~ 5 см/год, раздвигается в стороны островных дуг, где литосферная плита погружается в мантию у глубоководных желобов. Толщина океанической литосферы стабилизируется (становится стационарной) на расстоянии $\sim 10^3$ км от оси океанического рифта. У оси рифта астеносфера подходит ближе всего к поверхности Земли, так что температуры $\sim 1100 - 1200^\circ\text{C}$, соответствующие подошве литосферы, достигаются на глубинах ~ 20 км. По мере отодвигания от оси рифта литосферная плита остывает за счет выноса из нее тепла путем теплопроводности. Уровень температур $\sim 1100 - 1200^\circ\text{C}$ по мере удаления от оси рифта постепенно понижается, и на расстояниях от оси ~ 1000 км толщина океанической литосферы стабилизируется и становится равной 70—80 км.

В свою очередь континентальная литосфера бывает двух типов. В зонах с малым тепловым потоком ~ 1 е. т. п. (континентальные щиты) она заметно мощнее литосферы континентальных регионов с молодым тектоническим обликом и с большим тепловым потоком ~ 2 е. т. п., где горячие слои мантии подступают значительно ближе к поверхности.

В первом приближении литосферу можно представить в виде упругого внешнего слоя и вязкоупругого внутреннего слоя. Мощность упругого слоя литосферы зависит от характерного времени разгрузки и нагрузки земной коры (например, таяния ледников и образования осадочных бассейнов). Она может быть установлена по наблюдениям деформаций земной коры методами геологии и геофизики. Для океанических областей и характерных времен

$\sim 10^7$ лет толщина упругой литосферы $\sim 16-24$ км, в то время как полная мощность литосферы, оцененная по положению границы слоя низких скоростей S -волн, равна ~ 80 км. Толщина упругой литосферы для континентальных щитов при характерных временах нагрузки $\sim 10^3$, $5 \cdot 10^6$ и $5 \cdot 10^8$ лет соответственно равна ~ 85 , 35 и 21 км. Таким образом, мощность упругой литосферы является убывающей функцией времени нагрузки. Для континентальных регионов с большими тепловыми потоками и характерных времен нагрузки $\sim 10^4$ лет толщина упругой литосферы ~ 20 км. Полная мощность континентальной литосферы для регионов с малыми и большими тепловыми потоками соответственно оценивается цифрами $\sim 155-185$ и 80 км.

Выше при построении реологической модели мантии было сделано упрощающее предположение, согласно которому при возникновении в мантии касательных напряжений она потечет со скоростью, определяемой ее эффективной вязкостью η_m (85) или (86). Тем самым допускалось, что не существует никакого переходного процесса, предваряющего установившиеся течения мантии. Можно еще сказать и так, что время неустановившихся течений в мантии, предваряющих стационарный режим течений, мало по сравнению с характерными временами, которые нас интересуют. Литосфера, как мы сейчас увидим, тем и отличается от астеносферы, что она находится в неустановившемся режиме течения; при этом эффективная вязкость литосферы является функцией времени.

Реологическая модель литосферы строится следующим образом. Необратимую деформацию, обусловленную ползучестью, записывают в виде

$$\epsilon = \beta t^m + \gamma t, \quad (87)$$

где β , γ — функции касательного напряжения τ , температуры T и давления p , ϵ — деформация, t — время. Показатель m лежит в области $(1/3-1/2)$. Первое слагаемое в (87) описывает неустановившуюся ползучесть. Второе слагаемое в (87) описывает стадию установившейся ползучести, которая появляется при достаточно высоких температурах и деформациях $\epsilon > 0,1$. Неустановившаяся ползучесть связана с деформационным упрочнением из-за наличия дислокаций в кристаллах. Это такая предварительная обработка материала деформацией, при которой он становится «жестче», т. е. скорость его течения

уменьшается, постепенно переставая зависеть от времени, чему соответствует переход от эффективной вязкости, зависящей от времени, к вязкости, от времени не зависящей. Зависимость β и γ от τ и T установлена экспериментально:

$$\beta = \beta_0 (\tau/\mu)^n e^{-E_1/kT} \approx 10^{-1} \div 10^{-5} \quad \text{при} \quad \tau \leq 1 \text{ кбар}, \quad (88)$$

$$\gamma = \gamma_0 (\tau/\mu)^n e^{-E_2/kT}, \quad (89)$$

где $n \approx 2 \div 3$ при $100 \text{ бар} \leq \tau \leq 1 \text{ кбар}$ и $n > 3$ при больших напряжениях для окислов и силикатов. В (88) — (89) μ — модуль сдвига, k — постоянная Больцмана, E_1 и E_2 — активационные энергии, $p \approx 1$ при $\tau < 1$ кбар и принимает большие значения для больших напряжений. Константа β_0 является физической характеристикой процесса ползучести. Энергии активации E_1 и E_2 зависят от механизма ползучести и могут быть разными в разных зонах плоскости $T\tau$. Эффективная вязкость, характеризующая высокотемпературную ползучесть, рассматривалась выше, где величина E_2 была обозначена H^* . Течение реальной среды при включении напряжений всегда начинается с неустановившейся ползучести, причем скорость течения постепенно уменьшается, пока не выйдет на некоторое стационарное значение. Это и есть момент окончания первой, неустановившейся стадии ползучести и начало второй, установившейся ее стадии. Важным параметром среды является время неустановившейся ползучести t_{ss} , которое определяется из условия, что скорость неустановившейся ползучести $\dot{\epsilon}_t = \frac{d\epsilon_t}{dt}$ уменьшилась до скорости установившейся ползучести $\dot{\epsilon}_{ss}$:

$$\dot{\epsilon}_t = m\beta t_{ss}^{m-1} = \dot{\epsilon}_{ss} = \gamma. \quad (90)$$

Далее удобно воспользоваться правилом, согласно которому полная деформация неустановившейся ползучести

$$\epsilon_t = \beta t_{ss}^m \approx 0,1 \quad (91)$$

не зависит от времени деформации, температуры и напряжения. Это позволяет определить t_{ss} в одном из видов:

$$t_{ss} = m \left(\frac{\epsilon_t}{\dot{\epsilon}_{ss}} \right) = \left(\frac{\epsilon_t}{\beta} \right)^{1/m}, \quad (92)$$

а $\dot{\epsilon}_{ss}$ — в виде

$$\dot{\epsilon}_{ss} = m (\epsilon_t)^{1-1/m} \beta^{1/m} = \gamma. \quad (93)$$

Правило (91) позволяет по данным о неустановившейся ползучести рассчитать скорость установившейся ползучести и ее зависимость от напряжения и температуры. Согласно (88), (89) и (93) получаем следующие соотношения:

$$p = mn, \quad E_1 = mE_2 \quad \text{и} \quad \gamma_0 = m\beta_0^{1/m} \epsilon_t^{1-1/m}. \quad (94)$$

Формула (94) в свою очередь позволяет по данным об установившейся ползучести рассчитать параметры неустановившейся ползучести. Реологическая модель литосферы характеризуется временем t_{ss} и эффективной вязкостью η_{ss} , которая определяется по формуле

$$\eta_{ss} = \frac{1}{2} \frac{\tau}{\dot{\epsilon}_{ss}} = \frac{\tau}{2\gamma}. \quad (95)$$

Значение параметра t_{ss} определяется тем, что если продолжительность геотектонического процесса (например, послеледникового поднятия или образования осадочного бассейна) меньше, чем t_{ss} , то имеет место только неустановившаяся ползучесть и интегральная деформация меньше 0,1. Зависимость ползучести от давления входит в (95) через энергии активации E_1 и E_2 . Этот вопрос рассмотрен выше, и в конкретных случаях можно воспользоваться одной из формул (79)—(81). Для построения реологической модели литосферы необходимо задать составом коры и верхней мантии, значением реологических параметров для этих сред, распределением температуры, давления и касательных напряжений в литосфере. Особенно неопределенным и дискуссионным является вопрос о напряжениях в литосфере. Эти напряжения возникают из-за наличия горных сооружений ($\approx 1,5$ кбар), из-за неравновесности Земли, о чем можно судить по гравитационным аномалиям (≈ 100 — 200 бар); оценки напряжений по механизму очага землетрясений дают ≈ 30 бар в межплитовых швах и ≈ 100 бар для зон внутри плит. Таким образом, из-за неопределенности в распределении напряжений в литосфере, вообще говоря, приходится строить пробные реологические модели для $\tau = 10$ и 100 бар, хотя исключить зоны, в которых напряжения малы (~ 1 бар) и велики (~ 1 кбар), не

представляется возможным. При построении реологической модели литосферы учитывается также то, что энергия активации E_2 при температурах более 1100°C равна $5,5$ эВ (126 ккал/моль), а при меньших температурах она заметно меньше и равна $1,5$ эВ (35 ккал/моль).

Построение реологической модели осуществляется следующим образом. Вначале по формуле (93) рассчитывается скорость установившейся ползучести для конкретного напряжения τ и данных лабораторных испытаний для соответствующих значений параметров. Затем по формуле (95) находят соответствующее распределение эффективной вязкости η_{ss} для установившейся стадии ползучести. Далее с помощью (92) и (95) устанавливают связь между η_{ss} и t_{ss} :

$$t_{ss} = 2m\varepsilon_t \frac{\eta_{ss}}{\tau} \approx 2,5 \cdot 10^{-15} \left(\frac{\eta_{ss}}{\tau} \right), \quad (96)$$

где t_{ss} измеряется в годах, когда η_{ss} — в пуазах и τ — в барах, $\varepsilon_t = 0,1$ и $m \approx 0,4$. Согласно (96) время неустановившейся ползучести t_{ss} обратно пропорционально кубу касательного напряжения, $t_{ss} \sim \tau^{-3}$ (так как $\eta_{ss} \sim \tau^{-2}$). Оценим время неустановившейся ползучести t_{ss} (96) для верхней и нижней мантии ($l \leq 670$ км) и распределения вязкости $\eta_m(l)$, показанного на рис. 43 ($\tau = \bar{\tau} = 10$ бар). В среднем при $l < 670$ км $\eta_m \sim 10^{19}$ ($\tau \approx \bar{\tau} = 10$ бар), а при $l > 670$ км, $\eta_m \sim 5 \cdot 10^{23}$ пуаз ($\tau \sim 10$ бар). Согласно (96) имеем t_{ss} ($l < 670$ км) $\sim 2,5 \cdot 10^3$ лет и t_{ss} ($l > 670$ км) $\sim 1,3 \cdot 10^8$ лет. Более реальной оценкой напряжений в верхней мантии будет $\tau \sim 1 \div 3$ бар, это дает $\eta_m \sim 10^{21} \div 10^{20}$ пуаз, $t_{ss} \sim 2,5 \cdot 10^6 \div 7 \cdot 10^4$ лет. Для нижней мантии $\tau \sim 30$ бар, соответственно η_m ($l > 600$ км) $\sim 5 \cdot 10^{22}$ пуаз и $t_{ss} \sim 5 \cdot 10^6$ лет. Таким образом, время неустановившейся ползучести мало по сравнению с характерными временами мелкомасштабной конвекции ($\sim 10^6 - 10^7$ лет) и крупномасштабной конвекции ($\sim 10^8$ лет) в верхней мантии. В нижней мантии время $t \sim 5 \cdot 10^6$ лет заметно меньше характерных времен замедления вращения Земли ($\sim 10^9$ лет), на протяжении которых заметно меняется равновесная фигура Земли. Отсюда следует, что для этих процессов мантию можно считать паходящейся в состоянии установившейся ползучести.

Обратная ситуация имеет место, если обратиться к реакции мантии на послеледниковые поднятия ($t \sim 10^3 - 10^4$ лет). При таких кратковременных воздействиях

отклик маанти будет происходить в режиме неустановившейся ползучести. Построим реологические модели трех типов литосфер (рис. 44) — океанической (а), континентальной с большим тепловым потоком (б) и континентальной с малым тепловым потоком (в). Как следует из рис. 44, реология литосферы в первую очередь определяется параметрами для перидотита. Определение этих параметров является важным достижением (Колштедт и

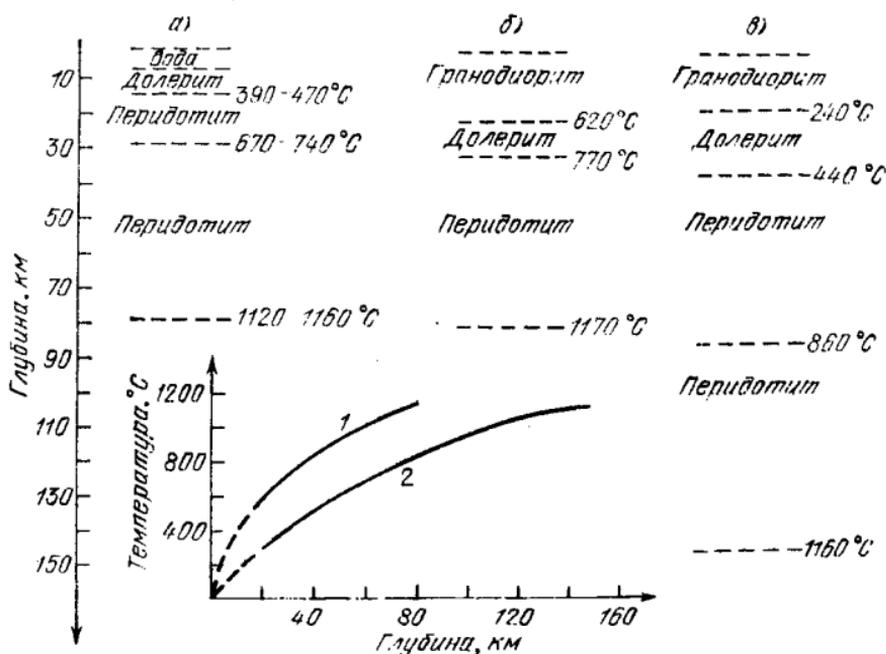


Рис. 44. Схемы литосфер различного типа: а) океаническая литосфера, б) континентальная литосфера с большим тепловым потоком, в) континентальная литосфера с малым тепловым потоком. На врезке дано распределение температуры: 1 — для океанической и континентальной литосферы с большим тепловым потоком (оба распределения практически совпадают), 2 — для континентальной литосферы с малым тепловым потоком.

Гоетце, 1974 г., Муррелл и Чакраварти, 1973 г.). Запишем эти данные соответственно для низких и высоких температур в следующем удобном виде:

$$\gamma_{\text{н}} = 1,1 \cdot 10^{17} \left(\frac{\tau}{\mu} \right)^3 e^{-(17400 + \rho V^*)/T} \text{ с}^{-1},$$

$$E_2 = 1,5 \text{ эВ}, \quad \frac{E_2}{k} = 17400 \text{ К при } T < 1100 \text{ }^\circ\text{C}; \quad (97)$$

$$\gamma_{\text{в}} = 5,2 \cdot 10^{21} \left(\frac{\tau}{\mu} \right)^3 e^{-(63800 + \rho V^*)/T} \text{ с}^{-1},$$

$$E_2 = 5,5 \text{ эВ}, \quad \frac{E_2}{k} = 63800 \text{ К при } T > 1100 \text{ }^\circ\text{C},$$

где τ — напряжение, μ — модуль сдвига (берется из табл. 5). Так как давление в литосфере мало, то для зависимости энергии активации от давления используется формула (80). Формула (97) конкретизирует общее выражение (89) для перidotитового слоя литосферы. Для долерита данные Муррелла и Чакраварти приведем к виду

$$\beta = 4.2 \cdot 10^9 \left(\frac{\tau}{\mu} \right) e^{-(26700 + pV^*)/T} e^{-m}, \quad (98)$$

$$m = 0,38.$$

Аналогичным образом для гранодиоритового слоя литосферы имеем

$$\beta = 5,5 \cdot 10^6 \left(\frac{\tau}{\mu} \right) e^{-(20900 + pV^*)/T} e^{-m}, \quad (99)$$

$$m = 0,37.$$

Результаты расчетов для литосфер различного типа (рис. 44) показаны на рис. 45. Чтобы не перегружать рисунок, время неустановившейся ползучести дано только на рис. 45, *a* для $\tau = 10$ бар (кривая 2*a*) и $\tau = 100$ бар (кривая 3*a*). Время t_{ss} легко получить с помощью (96) и профилей эффективной вязкости литосферы (кривые 1—1 соответственно для $\tau = 1, 10, 10^2$ и 10^3 бар на рис. 45, *a* — *e*). Выше указывалось, что конвекция вытесняется в зоны с $\eta < 10^{23}$ пуаз. Поэтому некоторую условную границу литосферы можно провести на уровне вязкости, равном $\sim 10^{23}$ пуаз. Так как эффективная вязкость сильно зависит от величины напряжений в литосфере ($\eta \sim \tau^2$), то согласно рис. 45 разумно ожидать у подошвы литосферы напряжений ~ 1 бар. Из того же рисунка видно, что ближе к поверхности литосфера может выдерживать значительно большие напряжения. Эти же данные показывают, что наружный слой литосферы толщиной 15—30 км на протяжении геологических интервалов времени может себя вести как упругая пластина (естественно, толщина упругого слоя зависит как от характерного времени процесса, так и от уровня касательных напряжений).

Наконец, последний вопрос, который тесно связан с рассматриваемой темой, — это проблема определения вязкости астеносферы по данным о послеледниковых поднятиях, о которых упоминалось выше. С точки зрения приведенных в этом параграфе результатов такую методику определения вязкости астеносферы, получившую

широкое распространение в геофизике, нельзя признать удовлетворительной. Действительно, при периодах, характерных для поднятия территорий, освободившихся от ледников ($\sim 10^3 - 10^4$ лет), как литосфера, так и астеносфера «текут» в режиме неустойчившейся ползучести, когда их вязкость является функцией времени. Далее,

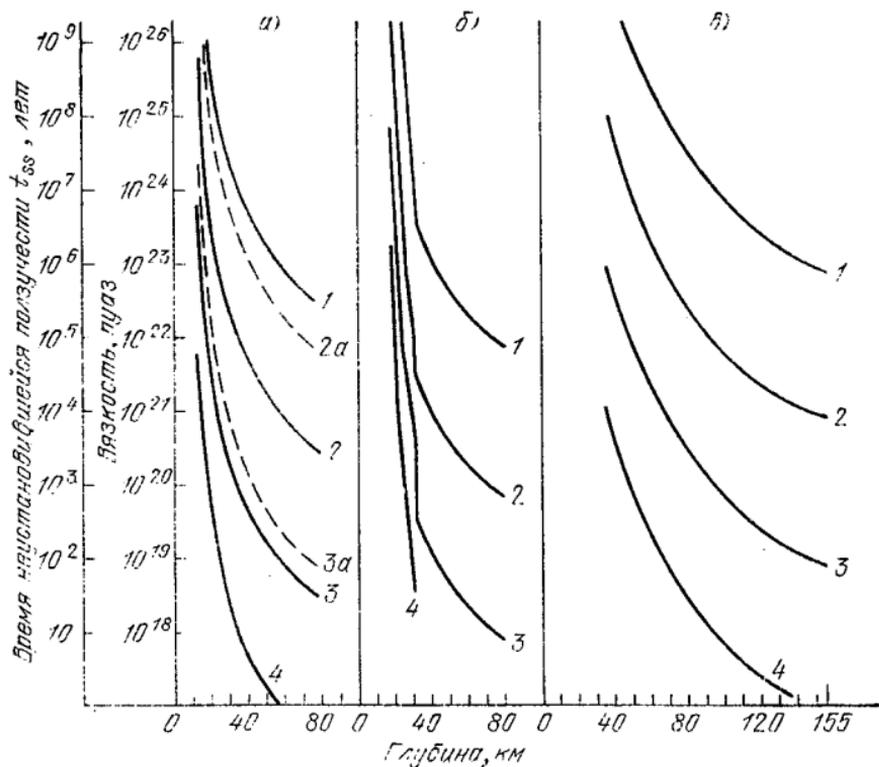


Рис. 45. Распределение эффективной вязкости и времени неустойчившейся ползучести для различных значений касательных напряжений в моделях литосфер, показанных на рис. 44: а) океаническая литосфера, б) континентальная литосфера с большим тепловым потоком, в) континентальная литосфера с малым тепловым потоком. Сплошные кривые 1-4 соответствуют значениям эффективной вязкости для касательных напряжений $\tau=1, 10, 100$ и 1000 бар. Прерывистые линии 2а и 3а на рис. а дают распределение t_{ss} для $\tau=10$ и 100 бар соответственно.

эффективная вязкость литосферы и астеносферы после «всплывания» территорий, освободившихся от ледника, будет другой, так как вязкость растет со временем неустойчившейся ползучести. С другой стороны, в геофизике для рассмотрения течений в астеносфере, приводящих к тектоническим движениям, нужна эффективная вязкость в стадии установившейся ползучести, о которой много говорилось в этом параграфе. Наконец, градиент реологических свойств в литосфере столь велик, что без

детальной информации о ее напряженном состоянии и о других параметрах, определяющих реологию литосферы, дать правдоподобную физическую интерпретацию послеледниковым поднятиям в настоящее время трудно.

7.7. Физика твердого тела и модель Земли

В §§ 7.5 и 7.6 модель Земли исследовалась методами физики твердого тела. Продолжим это исследование и продемонстрируем, сколь эффективно для тех же целей может быть использована простая формула из дебаевской теории твердого тела, связывающая удельную энтропию среды S с ее дебаевской температурой Θ :

$$S = \frac{R}{A} \left[4 - 3 \ln \frac{\Theta}{T} \right], \quad \frac{\Theta}{T} < 1; \quad (100)$$

где $R = 8,314 \cdot 10^7$ эрг/(моль · град) — газовая постоянная, A — средняя относительная атомная масса (для мантии $A \approx 21 \div 22$), T — абсолютная температура. Формула (100) относится к классическому предельному случаю $T > \Theta$ (см. § 7.5), который только и представляет интерес для физики Земли и планет. Дебаевская температура Θ (61) определяется через среднюю скорость сейсмических волн \bar{v} (60):

$$\bar{v} = 3^{1/3} \left[1 + 2 \left(\frac{v_P}{v_S} \right)^3 \right]^{-1/3} v_P, \quad (60a)$$

где v_P и v_S — скорости объемных P - и S -волн. Подставляя в (61) числовые значения параметров, получаем

$$\Theta = 0,925 \cdot 10^{-3} \bar{v} \rho^{1/2}, \quad (61a)$$

где Θ измеряется в градусах при \bar{v} в см/с и ρ в г/см³. Поскольку \bar{v} и ρ — функции глубины l , Θ (61a) и S (100) также будут функциями l .

Удобство термодинамической переменной S определяется тем, что она очень просто связана с изменением тепловой энергии тела (его теплосодержания) при изобарических процессах. Пусть при данной температуре T энтропия тела возрастает от S_1 до S_2 , тогда его тепловая энергия возрастает на $q_{12} = T(S_2 - S_1)$. Если состояние системы изменяется так, что различные элементы среды не обмениваются между собой теплом, то рассматриваемый процесс называется изэнтропическим (или адиабатическим), так как при этом энтропия среды не меняется

($S = \text{const}$). Согласно формуле (100) уравнение изэнтропы (или адиабаты) получается из условия $S = \text{const}$:

$$T_{\text{ад}} = T_{\text{ад}0} \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right), \quad (101)$$

где индексом «нуль» указана величина, отнесенная к исходному уровню отсчета, обычно к глубине $l = 100$ км, где полагают $T_{\text{ад}0} \approx 1500$ К. Для дебаевской модели формула (101) эквивалентна (67). В § 7.5 дебаевская температура (рис. 38) и адиабатические температуры в мантии (табл. 7) были получены с помощью классических моделей Гутенберга — Джеффриса — Буллена, в которых материальные параметры мантии не имеют скачков. На рис. 46 показана адиабата мантии, рассчитанная

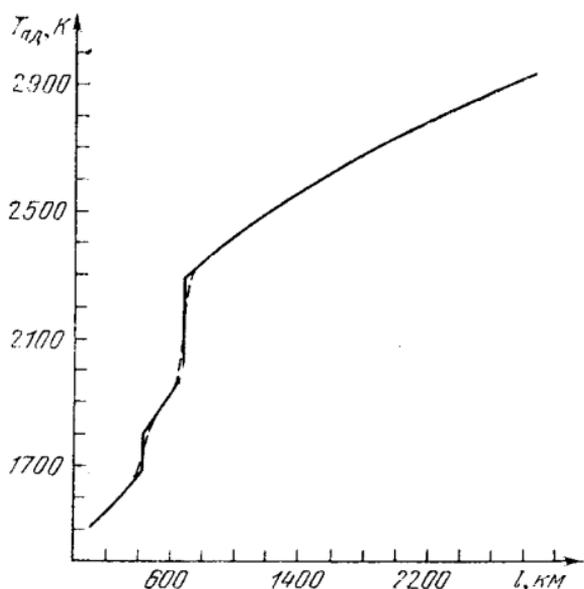


Рис. 46. Распределение адиабатических температур в мантии для модели Земли РЕМ-А. Прерывистая линия в зоне фазовых переходов показывает более правильный ход температуры в связи с размытостью зон.

на основе современной модели Земли РЕМ-А (см. § 7.3), в которой система фазовых переходов в средней мантии схематизирована двумя резкими переходами на глубинах 420 и 670 км. Адиабата рис. 46 испытывает на первом и втором фазовом переходе в мантии скачки на 108 и 305 К соответственно. Формула (100) позволяет оценить скачки энтропии при этих фазовых переходах:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \frac{3R}{A} \ln \frac{\theta_1}{\theta_2}. \quad (102)$$

Зная ΔS , с помощью формулы Клапейрона — Клаузиуса легко оценить наклон кривой фазового равновесия λ :

$$\lambda = \frac{dp}{dT} = \frac{\Delta S}{V_2 - V_1} = - \rho_1 \cdot \rho_2 \frac{\Delta S}{(\rho_2 - \rho_1)} = - \frac{\rho_1 \rho_2}{\Delta \rho} \frac{q}{T} \quad (103)$$

и тепловой эффект $q = T\Delta S$ при фазовом переходе. В (103) скачок плотности $\Delta \rho$ известен из модели Земли (см. табл. 5). Для фазового перехода на глубине 420 км (103) дает ~ 48 бар/град. Полезно сравнить эту оценку с экспериментальными данными Акimoto, Матсуи и Сёно для переходов оливинов (α) в шпинель (γ) и модифицированную шпинель (β). Для Mg_2SiO_4 и перехода $\alpha \rightarrow \beta$ $\lambda = 47$ бар/град. Для Mg_2GeO_4 и Fe_2SiO_4 и перехода $\alpha \rightarrow \gamma$ значения λ соответственно равны 40 и 26 бар/град. Переход на глубине 420 км связан с превращением $\alpha \rightarrow \beta$ оливинов мантии. Следовательно, оценка λ по (103) на основе геофизических данных представляется разумной. Учитывая, что в мантии оливины по массе составляют $\sim 2/3$, можно полагать, что оценка λ по (103) завышена примерно на 30%. Однако если учесть, что за переходом $\alpha \rightarrow \beta$ следует переход $\beta \rightarrow \gamma$ со скачком плотности $\sim 3\%$ и $\lambda \approx 43$ бар/град, то это как раз и компенсирует указанное выше расхождение. Следовательно, скачок энтропии, λ и q по (103) на первом фазовом переходе в мантии, рассчитанный для модели РЕМ-А, хорошо согласуется с лабораторными данными. Согласно (103) тепловой эффект на первом фазовом переходе ($T \sim 1823$ К) равен $(-q) \approx 1,42 \cdot 10^9$ эрг/г, что соответствует нагреванию на $\Delta T \sim (-q)/c_p \approx 120$ К ($c_p \sim 1,2 \cdot 10^7$ эрг/г).

Надежных данных о λ для второго фазового перехода в мантии при $l \sim 670$ км не имеется. Учитывая, что простые формулы (102), (103) позволили надежно оценить тепловой эффект на первом фазовом переходе в мантии, разумно их применить и к переходу на глубине ~ 670 км. В этой зоне $\gamma(Mg, Fe)_2SiO_4 \rightarrow (Mg, Fe)SiO_3$ (перовскит) + $(Mg, Fe)O$, а гранаты принимают структуру ильменита (см. § 7.4). Опять воспользовавшись данными модели РЕМ-А и формулами (102) и (103), получаем $\lambda = 95,5$ бар/град, $q \sim 3,37 \cdot 10^9$ эрг/г при $T(l = 670 \text{ км}) \sim 2100$ К и соответственно $\Delta T \sim (-q)/c_p \sim 280$ К.

Эти оценки позволяют рассмотреть размытость по глубине первой и второй зон фазовых превращений в мантии. Поскольку верхняя мантия ($l \leq 700$ км) находится в конвективном состоянии, градиент температуры в ней должен

быть примерно адиабатическим. Согласно фазовой диаграмме мантийных оливинов (рис. 29), при изотермическом фазовом переходе $\alpha \rightarrow \beta$ последний растянут на 12 кбар (примерно на 33 км). Рост адиабатической температуры примерно на 120° при $\lambda = 48$ бар/град «размывает» этот переход еще на 5,8 кбар (~ 16 км). Таким образом, первый фазовый переход в мантии «размыт» на ~ 50 км. Если считать, что резкая граница на глубине 420 км расположена в середине зоны перехода, то он должен начаться на глубине $l \approx 395$ км и завершиться на глубине ≈ 445 км. Градиент температуры в этой зоне Земли превышает $120/50 = 2,4$ К.

Фазовая диаграмма для превращений на глубине 670 км еще недостаточно изучена. Для оценок примем, что изотермический переход размазан на ~ 10 кбар (~ 24 км). (Известно, что переход гранатов в структуру ильменита растянут на ~ 10 кбар при $T = 1000^\circ\text{C}$ (см. рис. 33).) Рост адиабатической температуры примерно на 280° при $\lambda \approx 95,5$ бар/град «размоет» этот переход еще на 26,7 кбар (~ 64 км). Следовательно, вторая зона фазовых превращений в мантии должна быть размыта на ~ 90 км. В результате начало этой зоны следует поместить на глубине 625 км, а завершение фазовых превращений должно происходить на глубине ~ 715 км. Средний адиабатический градиент температуры в этой зоне равен $\sim 3,1$ град/км. На рис. 46 размытость переходных зон на глубинах 420 и 670 км показана прерывистой линией.

Проведенное рассмотрение размытости фазовой границы на глубине 670 км основывалось на предположении, что при переходе через эту границу не происходит изменения химического состава мантии. В самое последнее время Лин-гун Лиу, работающий в лаборатории Рингвуда в Канберре (Австралия), выдвинул гипотезу, согласно которой на глубине 650—670 км происходит как переход с изменением кристаллической структуры (все силикаты принимают структуру перовскита), так и изменение химического состава. Лин-гун Лиу полагает, что во время начального этапа эволюции Земли окислы, которые возникают при образовании структуры перовскита при распаде γ -фазы $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$ на $(\text{Mg}, \text{Fe})\text{SiO}_3$ (перовскит) + $(\text{Mg}, \text{Fe})\text{O}$, всплыли (гравитационно дифференцировались) из-за того, что они легче перовскитовой фазы. В настоящее время вопрос о физической природе границы в мантии на глубине 670 км и ее размы-

тости еще не решен. Проведенный нами анализ следует рассматривать как один из возможных подходов к этому вопросу.

Перейдем теперь к рассмотрению проблем, связанных с распределением адиабатических температур в ядре Земли. Для этого определим дебаевскую температуру Θ и параметр Грюнайзена γ ядра. Обе эти функции уже рассматривались в § 7.5 и показаны на рис. 39, однако здесь мы этот вопрос рассмотрим снова и получим для дебаевской температуры ядра простую аналитическую формулу. Прежде всего заметим, что параметр Грюнайзена (см. рис. 39) меняется в ядре весьма слабо. Учитывая имеющиеся неопределенности, его можно во внешнем ядре принять постоянным и равным $\gamma = 1,45$. Тогда формула (62) § 7.5 позволяет определить дебаевскую температуру ядра как функцию плотности:

$$\Theta(\rho) = \Theta_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma = 1267 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1,45} \text{ K}, \quad (104)$$

где ρ измеряется в г/см³ и Θ — в К, а Θ_0 и ρ_0 — значения дебаевской температуры и плотности ядра на границе с мантией Земли. Чтобы определить Θ_0 , необходимо найти соответствующую среднюю скорость \bar{v} (60) для эффективно «твердого» ядра Земли. Для этого подсчитываем соответствующие скорости v_p и v_s с помощью формул

$$\begin{aligned} \rho v_p^2 &= K + \frac{4}{3} \mu = 3K \frac{1 - \sigma}{1 + \sigma}, \\ \rho v_s^2 &= \mu = \frac{3}{2} K \frac{1 - 2\sigma}{1 + \sigma}, \end{aligned} \quad (105)$$

где K , μ и σ — модули сжатия и сдвига и коэффициент Пуассона. Для жидких сред, например для жидкого внешнего ядра Земли, $\sigma = 0,5$ и $v_s = 0$. Однако для эффективно твердого ядра $\sigma < 0,5$ (нам необходимо σ для затвердевшего земного ядра), и, учитывая, что ядро в основном состоит из железа, можно для оценок принять $\sigma \approx 0,3$. Тогда формулы (105), (60) или (60а) позволяют рассчитать Θ_0 в (104), причем значения K и ρ для ядра берутся из табл. 5, а средняя относительная атомная масса A полагается равной 56 (для железа).

Согласно (101) и (104) адиабата ядра имеет вид

$$T_{ад}(\rho) = T_{ад0} \left(\frac{\Theta}{\Theta_0} \right) = T_{ад0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1,45}. \quad (106)$$

Нам понадобится также уравнение кривой плавления

ядра, которое определим по формуле Линдемана (79):

$$T_m(\rho) = T_{m0} \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^2 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{2.3} = T_{m0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2.24}. \quad (107)$$

В (106) и (107) $T_{ад0}$ и T_{m0} — температуры у начала адиабаты и кривой плавления соответственно. С помощью (106) и (107) легко подсчитать адиабатический градиент и градиент кривой плавления:

$$\begin{aligned} \frac{dT_{ад}}{dl} &= 1,45 T_{ад0} \frac{g}{v_p^2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1,45}; \\ \frac{dT_m}{dl} &= 2,24 T_{m0} \frac{g}{v_p^2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2,24}, \end{aligned} \quad (108)$$

где g — ускорение силы тяжести, v_p — скорость продольных волн в жидком внешнем ядре, и использовано уравнение Адамса — Вильямсона (58), определяющее производную плотности по глубине $\left(\frac{d\rho}{dl} \right)$. Так как внешнее ядро находится в конвективном состоянии, то температуры в нем распределены вдоль адиабаты (106), которая пересекает кривую плавления внешнего ядра (107) на границе с твердым внутренним ядром. Для расчета распределения температуры во внешнем жидком ядре с помощью формулы (106) необходимо задаться значением $T_{ад0}$ — температурой на границе мантия — ядро.

Значение $T_{ад0}$ — один из важнейших неизвестных параметров земных недр. В настоящее время о величине $T_{ад0}$ можно только делать те или иные предположения. Разумно считать, что $T_{ад0}$ в (106) превышает 2900 К — значение адиабатической температуры мантии на границе с ядром (см. рис. 46). В § 7.6 мы видели, что температурное распределение, согласованное с распределением вязкости в мантии, дает оценку температур на границе мантия — ядро порядка 3400—3500 К. Эту оценку скорее следует отнести к нижнему, чем к верхнему пределу. В связи с этим при расчете пробных адиабатических температур ядра, которые приведены на рис. 47, значения $T_{ад0}$ в (106) принимались равными 3500, 4000 и 4500 К. Соответствующие температуры на границе внешнего и внутреннего ядра легко определить с помощью (106), и они оказываются равны 4700, 5360 и 6030 К. Последние цифры можно рассматривать как некоторые пробные значения температуры плавления на границе

внешнего и внутреннего ядра. Подставляя эти значения для T_{m0} в формулу для кривой плавления ядра (107), где индекс «нуль» теперь отнесен к границе внутреннее — внешнее ядро, мы получаем возможность рассчитать соответствующие кривые плавления внешнего ядра, которые также приведены на рис. 47 (прерывистые линии).

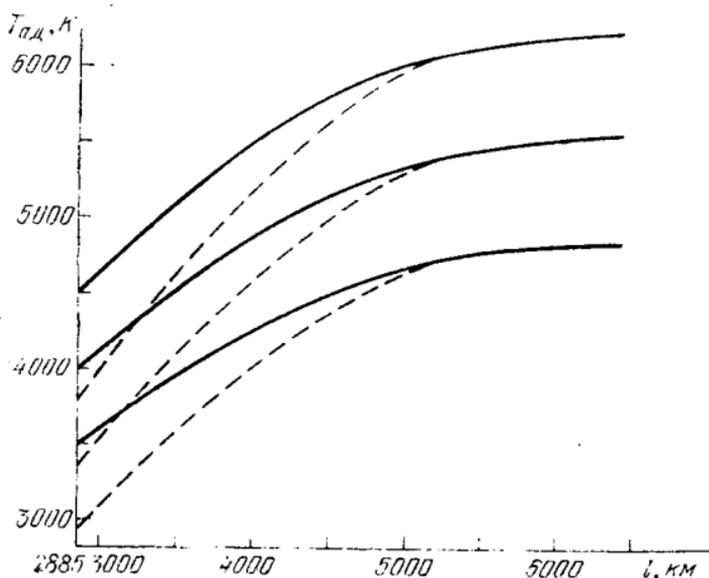


Рис. 47. Пробные адиабатические температуры и кривые плавления ядра. Сплошные линии — адиабаты, для которых значения $T_{ад0}$ на границе ядро — мантия равны 3500, 4000, 4500 К. Прерывистые линии — кривые плавления со значениями T_{m0} на границе ядро — мантия, равными 2980, 3400, 3830 К.

Как видно из рис. 47, значения температуры плавления внешнего ядра у границы с мантией оказываются равными 2980, 3400 и 3830 К соответственно. Зная кривую плавления и скачок плотности при переходе от внешнего ядра к внутреннему (см. табл. 5), можно с помощью (103) и (107) определить теплоту плавления

$$q = \left(\frac{dP}{dT} \right)_m \frac{\Delta \rho T_{m0}}{\rho_1 \rho_2} = \frac{v_p^2}{2,24} \frac{\Delta \rho}{\rho_2} = 2,09 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г}, \quad (109)$$

где $\rho_1 = 12,139 \text{ г/см}^3$, $\rho_2 = 12,704 \text{ г/см}^3$, $v_p = 10,258 \text{ км/с}$. Используем (109) и оценим теплоту кристаллизации внутреннего ядра Земли:

$$Q_{к} = \frac{4\pi}{3} R_{в.я}^3 \rho_{в.я} q = 2 \cdot 10^{36} \text{ эрг},$$

где $R_{в.я} = 1217 \text{ км}$, $\rho_{в.я} = 12,8 \text{ г/см}^3$. Подсчитаем теперь тепловой поток, выносимый из ядра Земли за счет ме-

ханизма теплопроводности, Q_n . Для этого умножим $\frac{dT}{dl}$ ад (108) у границы с мантией на коэффициент теплопроводности ядра $LT\sigma_n$ (73) ($L = 0,245 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Ом} \cdot \text{град}^{-2}$, $\sigma_n = 3 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $T = 4000 \text{ К}$), $\kappa_n = 0,294 \cdot 10^7 \text{ эрг}/(\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град})$ и площадь поверхности ядра $4\pi R_n^2$. В результате получим $Q_n \approx 4,34 \cdot 10^{19} \text{ эрг/с} \approx 1,4 \cdot 10^{27} \text{ эрг/год}$. Таким образом, тепловой поток из ядра за счет механизма теплопроводности выносит теплоту кристаллизации ядра за

$$\tau_K = \frac{Q_K}{Q_n} \approx 0,46 \cdot 10^{17} \text{ с} \approx 1,5 \cdot 10^9 \text{ лет.} \quad (110)$$

Интересно отметить, что тепловой поток из ядра в мантию примерно в 7,3 раза меньше полного теплового потока Земли ($\sim 10^{28} \text{ эрг/год}$).

Распределение температуры во внутреннем ядре Земли еще недостаточно хорошо изучено. Видимо, в настоящее время разумно предположить, что и во внутреннем ядре температуры близки к адиабатическим. Адиабатический рост температуры во внутреннем ядре также показан на рис. 47. Он рассчитан с помощью формулы (106) и $\gamma = 1,3$. Следует только помнить, что энтропия внутреннего ядра меньше энтропии внешнего ядра на величину энтропии плавления.

Существует еще один параметр, который можно рассчитать, если построена модель Земли (табл. 5), и который можно сравнить с предсказаниями, вытекающими из

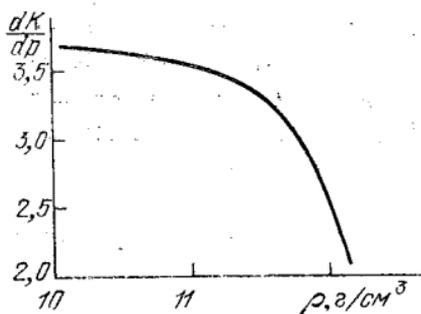


Рис. 48. Производная $dK/d\rho$ как функция плотности в ядре Земли для модели РЕМ.

физики твердого тела. Мы имеем в виду производную модуля сжатия K по давлению $\left(\frac{dK}{d\rho}\right)$ как функцию плотности ρ . Для химически однородной зоны планеты производная $\frac{dK}{d\rho}$ должна медленно убывать с ростом плотности, и при сверхвысоких давлениях, больших 10^3 Мбар, где электронные оболочки атомов «раздавлены» и электроны образуют ферми-газ, указанная производная должна стремиться к постоянному значению $5/3$. В области ферми-газа зависимость давления

и модуля сжатия от плотности имеет очень простой вид

$$p = A\rho^{5/3}, \quad K = \frac{5}{3} p = \frac{5}{3} A\rho^{5/3},$$

откуда и следует указанный выше результат. Для области давлений в недрах Земли ($p \ll 3,5$ Мбар) $\frac{dK}{dp} \sim 4$. График $\frac{dK}{dp} = f(\rho)$ для ядра Земли по данным модели РЕМ (табл. 5) показан на рис. 48. Мы видим, что при плотностях, больших 11 г/см^3 , производная $\frac{dK}{dp}$ начинает резко убывать. С физической точки зрения, для химически однородного жидкого ядра это представляется абсолютно невозможным. Отсюда можно сделать вывод, что или ядро химически неоднородно или же модель РЕМ в ядре неточна и ее нужно улучшить. По-видимому, не только модель РЕМ, но и ряд других современных моделей в ядре Земли недостаточно надежны.

Глава 8

ТЕКТОНИКА ПЛИТ *)

«В настоящей статье рассматривается геометрическая модель, с помощью которой может быть описан современный процесс континентального дрейфа. Предложенные автором построения представляют собой приложение концепции трансформных разломов Уилсона (1965 г.) к сферической поверхности».

В. Морган,

«Океанические поднятия, глубоководные желоба, большие разломы и блоки земной коры», 1968 г.

«Если плиты способны непрерывно изменять свою форму и величину и могут обнаруживать любую комбинацию типов своих границ, то отсюда следует, что не может быть простого взаимно однозначного регулярного соответствия между нисходящими и восходящими мантийными течениями. Картины мантийных восходящих питающих хребты течений и нисходящих течений под желобами должны быть частями очень сложной, нестационарной циркуляции; в некоторых случаях должны иметь место противотечения на протяжении многих тысяч километров».

Е. Р. Оксбург и Д. Л. Туркотт,

«Механизмы дрейфа континентов», 1978 г.

8.1. Введение. История вопроса

Еще совсем недавно, каких-нибудь 20 лет назад, концепция тектоники плит представлялась настолько чуждой нормальному человеческому рассудку, что мало кто из ведущих специалистов принимал ее всерьез. Так, сэр Эд-

*) Подробное популярное изложение тектоники плит дано в книге: У е д а С. Новый взгляд на Землю.— М.: Мир, 1980.

вард Буллард в своих воспоминаниях о выдающемся американском геофизике Морисе Юннге писал, что в ответ на его вопрос об этой теории Юннг просто сказал: «Одди! Как ты можешь верить этой чепухе!».

Сейчас же представления тектоники плит никого не удивляют. К ним привыкли, и они кажутся естественными и понятными.

О тектонике плит написаны горы литературы, и становится трудным сказать не только новое, но даже свежее слово об этой теории. Нас в этой книге в первую очередь интересуют физические принципы, на которых основана тектоника плит, а также те изменения в представлениях о внутреннем строении Земли, которые связаны с данной темой.

Создание новой глобальной тектоники было бы невозможным, если бы, с одной стороны, не были сделаны основные открытия о строении океанического дна и, с другой,— с позиций физики твердого тела не были установлены реологические свойства материала мантии (см. § 7.6). Оба указанных обстоятельства явились объективными причинами того, почему Альфред Вегенер в 20-е годы не смог добиться успеха в создании теории дрейфа материков и почему его теория была оставлена на многие годы. Это, конечно, не означает, что деятельность Вегенера прошла бесследно. Безусловно, Вегенер оставил глубокий след в истории геофизики, а мы здесь хотели только подчеркнуть, что его неудача не была случайной, а обусловлена объективными обстоятельствами.

В послевоенные годы возрождение идей «мобилизма» связано в первую очередь с палеомагнитными исследованиями, выполненными английскими магнитологами во главе с Блеккетом и Ранкорном. Сделанные ими палеомагнитные реконструкции подтверждали дрейф континентов в духе идей Вегенера. Создание тектоники плит, как и большинство других крупных открытий современной геофизики, является плодом коллективного творчества. Приведем изложение истории становления этой теории, следуя в основном Ле Пишону*), который в то время был в центре событий.

Тектоника плит пришла на смену гипотезе дрейфа континентов, которую связывают с именем Вегенера (1912 г) и его последователей Аргана (1924 г.) и Дю Той-

*) Ле Пишон К., Франшто Ж., Боннин Ж. Тектоника плит.— М.: Мир, 1977.

та (1937 г.). Следующей важной идеей на пути к тектонике плит была гипотеза спрединга — раздвигания океанического дна в стороны от срединно-океанических хребтов, опоясывающих весь земной шар. Гипотеза спрединга была выдвинута Хессом в 1960 г. и далее развита Дитцем (1961—1963 гг.), Вайном и Мэтьюзом (1963 г.), Морли и Ларошеллем (1964 г.), Хессом (1965 г.), Уилсоном (1965 г.), Вайном (1966 г.), Нитменом и Хейрцлером (1966 г.) и Сайксом (1967 г.).

По гипотезе спрединга расширение океанического дна обусловлено конвективными потоками вещества в подстилающей кору (точнее, литосферу) мантии, горячее вещество которой выносится наружу в осевой зоне океанических хребтов — местах расположения рифтов. Поскольку площадь земной поверхности остается постоянной, рождение коры (правильнее, литосферы) в зоне океанических хребтов должно сопровождаться ее уничтожением в каких-то других зонах. Такими зонами являются океанические желоба, расположенные вблизи островных дуг или так называемых активных континентальных окраин (характерный пример — западное побережье Южной Америки). Согласно гипотезе спрединга, в области желобов происходит погружение океанической литосферы, которая вначале уходит под островную дугу, а затем дальше под континент на глубину, достигающую ~700 км.

Существенным шагом в разработке тектоники плит или, как ее часто и более удачно называют, новой глобальной тектоники (ПГТ) была гипотеза Вайна и Мэтьюза (1963 г.), объясняющая природу линейных магнитных аномалий в океане. Чередующиеся положительные и отрицательные полосы магнитных аномалий параллельны осям хребтов, причем соответствующие друг другу полосы располагаются симметрично по обе стороны от оси хребта. Для объяснения полосчатой структуры магнитных аномалий океанического дна необходимо привлечь явление смены полярности геомагнитного поля на протяжении геологической истории. В новейшее геологическое время (~ $4 \cdot 10^6$ лет) продолжительность эпох одной полярности составляла в среднем ~ $2 \cdot 10^5$ лет. В более древнее геологическое время эти эпохи были более протяженными и достигали 10^6 и даже 10^7 лет. Явление смены полярности геомагнитного диполя послужило основой для создания геомагнитной хронологической шкалы (см. § 8.2). Эта шкала указывает, какую полярность и на протяжении какого периода времени имел магнит-

пый диполь. Полосчатая структура магнитных аномалий, расположенных симметрично относительно срединно-океанических хребтов, с помощью геомагнитной шкалы позволяет оценить скорость раздвигания океанического дна в стороны от хребтов.

Согласно гипотезе Вайна — Мэтьюза, когда расплавленный мантийный материал охлаждается на гребне океанического хребта ниже точки Кюри, вновь образованные базальтовые породы намагничиваются в соответствии с полярностью геомагнитного поля, существующего в данный период. Последующее раздвигание вновь образованной коры в стороны от оси океанических хребтов приводит к «магнитной записи» поля, существовавшего во время формирования коры на гребне хребта. Определенная таким образом скорость спрединга океанического дна составляет величину порядка нескольких см/год. Идеи Хесса и Вайна — Мэтьюза о раздвигании океанического дна в настоящее время разделяются большинством исследователей. Описывая историю становления этой замечательной идеи, необходимо отметить английского геолога Артура Холмса, который еще в 1929 г. для объяснения дрейфа континентов предложил механизм тепловой конвекции в мантии. Предлагавшиеся Холмсом картины тепловой конвекции в мантии, восходящие потоки в которой приводили к раскалыванию континента и образованию нового океана, удивительно близки к схемам, принятым в настоящее время. Однако, если перенестись в эпоху 30-х годов, когда небольшое число ведущих геофизиков стояло на твердых позициях классической механики и им значительно больше по душе были статические представления геологов-фиксистов, чем динамические представления геологов-мобилистов, то становится совершенно ясно, что представления Холмса воспринимались в лучшем случае как очень смелая фантазия. Теперь, задним числом мы понимаем, что это было замечательное предвидение, а сам Холмс выступает как один из наиболее прозорливых геологов нашего столетия. Необходимо также вспомнить американского геофизика Д. Григгса, который в конце 30-х годов на основе экспериментального моделирования конвекции в мантии пришел к заключению, что геологические особенности островных дуг можно объяснить, если предположить, что их развитие происходит над нисходящим потоком мантийного материала. Известный голландский геофизик Ф. Вешлинг-Мейцес, открывший в 30-х годах большие отрицательные гравита-

ционные аномалии над глубоководными желобами, также выдвигал гипотезу, согласно которой происхождение желобов и островных дуг связано с нисходящим конвективным потоком в мантии.

Концепция тектоники плит была сформулирована в серии работ 1967 и 1968 гг., когда в полной мере было осознано значение следующих трех основных положений.

1. Механическая модель верхней мантии состоит из упругого жесткого наружного слоя — литосферы и подстилающего его размягченного слоя — астеносферы. Один из создателей НГТ Мак-Кензи отметил, что аналогичная модель для длиннопериодных механических воздействий была намечена Фишером еще в 1889 г. Баррел в 1914 г. формализовал механическую модель верхней мантии и ввел термины «литосфера» и «астеносфера». Эльзассер (1967 г.), Мак-Кензи (1967 г.) и Оливер и Лйзекс (1967 г.) рассмотрели различные аспекты, связанные с указанной реологической стратификацией верхней мантии. Построение современной механической модели верхней мантии — ее разделение на литосферу и астеносферу — нашло свое завершение в работе Туркотта и Оксбурга в 1967 г., где океаническая литосфера была определена как наружный холодный погранслой конвективных ячеек верхней мантии. Эта фундаментальная идея служит основой при физической интерпретации тектоники плит (см. § 8.4).

2. Для разделения литосферы на плиты используют сводки по сейсмичности Земли (см. § 1.3, рис. 9), впервые в полном объеме составленные Гутенбергом и Рихтером (1941, 1954 гг.). Согласно этим данным большая часть механической энергии, выделяемой в поверхностном слое Земли, расходуется в нескольких узких сейсмических поясах, а остальная энергия — при эпейрогенических движениях *).

*) В геологическом словаре дано следующее определение: *Epeirogeny* — эпейрогения. По определению Гильберта (*Gilbert*, 1890), эпейрогения — вид тектонических движений, которые создают более крупные черты строения континентов и океанов (например, плато и бассейны), в противоположность более локализованному процессу орогенеза, под воздействием которого образуются горные хребты. Преимущественно вертикальные, направленные вверх или вниз эпейрогенические движения затрагивают большую часть континентов не только в пределах кратонов (щитов и платформ), но также и стабилизированные бывшие орогенические пояса, в пределах которых они создают большинство современных гор.

3. Литосферные плиты являются жесткими телами, поэтому кинематика их перемещения на сфере подчинена строгим геометрическим правилам.

Мы уже знаем, что существуют два типа границ плит — границы типа рифтов, где происходит рождение или наращивание литосферных плит, и границы в районах глубоководных желобов, где происходит уничтожение, т. е. погружение в мантию литосферных плит. Границы первого типа являются зонами растяжения коры (точнее, литосферы), а границы второго типа — зонами сжатия. Это хорошо видно на карте распределения упругих напряжений в литосфере (рис. 11), определенных по механизмам очагов землетрясений. Однако глобальная система срединно-океанических хребтов и континентальных рифтов и система океанических желобов во многих местах оказываются разорванными крупными разломами, протяженность которых достигает многих сотен километров. Эти разломы «трансформируют» хребет в хребет, желоб в желоб или хребет в желоб. Канадский геолог Уилсон (1965 г.), впервые давший правильную интерпретацию относительному движению плит по этим разломам, назвал их трансформными разломами. По трансформным разломам происходит горизонтальное проскальзывание плит друг относительно друга. Этот вывод Уилсона полностью подтвердился данными по механизмам очагов землетрясений, расположенных на таких разломах. Трансформные разломы бывают двух типов: если противоположный берег разлома движется влево — это левосторонний разлом, если вправо, то правосторонний разлом.

Теперь, когда были открыты и стали понятны все типы движений литосферных плит, создались предпосылки для окончательной формулировки НГТ. Ограничения, существующие при движении жестких плит на плоской Земле, впервые были описаны Уилсоном в 1965 г. в его классической работе «Новый класс разломов и их отношение к континентальному дрейфу», опубликованной в журнале «Нейчур». В том же году была опубликована работа Булларда, Эверетта и Смита, где рассматривались геометрические ограничения при движении плит на сфере.

Вот как описывает Ле Шенон кульминационный момент в создании НГТ. «Как и для большинства других гипотез, трудно восстановить точную историю становления тектоники плит. Когда основы заложены, новые идеи могут возникнуть практически одновременно у нескольких ученых. В наши дни интенсивный обмен информаци-

ей еще больше ускорил распространение новых идей. Морган впервые сформулировал гипотезу в своем выступлении на ежегодной конференции Американского геофизического союза в Вашингтоне в апреле 1967 г. Мак-Кензи и Паркер (1967 г.) дали четкое определение гипотезы тектоники плит и использовали ее для объяснения ориентировки напряжений в очагах землетрясений и природы тектонических структур на периферии северной части Тихого океана. Они занимались в основном геометрическими проблемами, связанными с соединением трех плит. Ле Пиншон (1968 г.) показал, что тектоника плит обеспечивает получение согласованной кинематической картины в глобальном масштабе, и предпринял небезуспешную попытку применить тектонику плит для изучения палеокинематической эволюции Земли в кайнозое. Айзекс, Оливер и Сайкс (1968 г.) впервые систематически использовали тектонику плит для объяснения глобальных тектонических явлений. Они показали, что гипотеза может объяснить большинство происходящих на Земле сейсмических явлений и не противоречит основным эмпирическим фактам. По всей вероятности, именно их работа впервые оказала реальное влияние на геологический мир».

И далее: «Приведенная краткая история развития гипотезы показывает, что, хотя все основные положения тектоники плит были опубликованы и широко известны ранее, ее оформление потребовало некоторого времени, потому что специалистам в области наук о Земле было трудно осознать концепцию относительных движений на сфере. Подобно этому ранее была не сразу принята концепция трансформных разломов Уилсона, так как ученым было трудно воспринять представление об относительных движениях на плоскости. И только благодаря тому, что предсказания, сделанные на основе этих гипотез, были подтверждены многочисленными новыми открытиями, главным образом в океанах, эти гипотезы получили широкое признание. Первые открытия в области изучения структуры дна океанов и природы срединно-океанических хребтов были описаны в работах М. и Дж. Юингов (1964 г.) и Хизена (1962 г.). В целом можно считать, что гипотеза тектоники плит развивалась поэтапно на протяжении последнего столетия, причем на каждом этапе ей удавалось удовлетворительно объяснить большинство известных в то время фактов. Основные этапы развития концепции были инициированы Вегенером в

1912 г., Хессом в 1960 г., Вайном и Мэтьюзом в 1963 г., Уилсоном в 1965 г. и Морганом в 1967 г.»

Идеи ПТГ оказали большое влияние на развитие многих разделов наук о Земле. Как всякая новая теория, ПТГ имеет не только много сторонников, но встречает и оппозицию, в особенности среди геологов, которые считают, что многие важные факты геологии континентов невозможно объяснить с позиций тектоники плит. Трудности усугубляются и чисто психологическими причинами в связи с тем, что ПТГ сделала первый шаг по переводу геологии из разряда описательных наук в разряд точных наук естествознания. Но то, что это только первый шаг на указанном трудном и длинном пути, редко подчеркивается и еще реже осознается. Трудности, с которыми встречаются представители наук о Земле, в конечном счете обусловлены двумя обстоятельствами: 1) невозможностью проникнуть в недра Земли и 2) утерей колоссальной информации об эволюции Земли. В более частном плане иногда говорят и так: «Об океаническом дне известно меньше, чем об обратной стороне Луны!».

Тектоника плит является поверхностным проявлением конвективных движений в недрах мантии. Эти движения очень сложны и еще плохо поняты. Важнейшей особенностью тектоники Земли является линейность ее основных структур — срединно-океанических и континентальных рифтовых систем и систем глубоководных желобов. Это обусловлено структурой развитой конвекции в верхней мантии, которая такова, что образуются линейные восходящие горячие потоки — слои, выходящие на поверхность в рифтовых зонах и рождающие паружный тепловой погранслои — океаническую литосферу. Отодвигаясь в стороны от срединно-океанических хребтов, океаническая литосфера остывает и заканчивает свой путь, снова погружаясь в мантию у глубоководных желобов с образованием холодного нисходящего потока — слоя, разогревающегося и толущего в горячей мантии.

На поверхности Земли были выявлены менее яркие «следы» конвекции в мантии, которые тем не менее имеют важное значение для понимания тектоники Земли. Мы имеем в виду выделенные Уилсоном (1963 г.) куполообразные структуры выхода базальтовых магм, которые не связаны с границами плит. Диаметр этих структур может достигать 200 км, и они характеризуются повышенным тепловым потоком. Уилсон назвал эти образования горячими пятнами (*hot spots*), но в русской литера-

туре больше привилось название *горячие точки*. Согласно Бурке и Уилсоу (1976 г.) на поверхности Земли можно выделить по меньшей мере 122 горячие точки, которые на протяжении последних 10 миллионов лет были магматически активны. По первоначальному предположению Уилсопа горячая точка располагается над фиксированным объектом в мантии, который прожигает проходящую над ним литосферу, как папироса лист бумаги. Настоящему интерес к горячим точкам возник в 1972 г., после того как Морган выдвинул для их объяснения свою известную идею о плюмах — горячих струях в мантии, подходящих к основанию литосферы; при этом литосфера локально приподнимается и проплавляется. Морган связывал плюмы с колоннами горячего материала, всходящего из нижней мантии. В связи с этим горячие точки стали использовать как реперы для определения абсолютных скоростей движения литосферных плит относительно мантии Земли. Однако, поскольку мантия Земли находится в состоянии конвекции, этот вопрос является более сложным, чем представлялось вначале (см. § 8.4). Гипотеза плюмов явилась последней новой идеей, связывающей тектонику плит с гидродинамикой мантии.

8.2. Геохронология и возраст Земли

Вопрос об определении возраста различных геологических объектов и возраста Земли представляется захватывающе интересным. Действительно, трудно в наглядной форме дать представление о возрастах, с которыми имеют дело геологи, — они оперируют с цифрами 10^1 лет, 10^6 лет, 10^7 лет и 10^8 лет, ..., $3,75 \cdot 10^9$ лет (возраст древнейших сохранившихся горных пород) и, наконец, $4,55 \cdot 10^9$ лет (возраст Земли как планеты). Известный американский астроном Фр. Уиппл в статье «История Солнечной системы» (1964 г.) построил график (рис. 49), который в наглядной форме дает представление о росте оценок возраста Земли на протяжении нескольких последних столетий. У современного читателя этот график вызовет улыбку, и он его, скорее всего, отнесет к области научного юмора. Однако послушаем комментарий Уиппла к этому графику:

«На рис. 49 показаны несколько оценок возраста Земли. Эти оценки начинаются с библейского значения возраста, который является наименьшим, хотя в него верили на протяжении наиболее длинного интервала времени в

история человечества. Следующие значения получены Гельмгольцем на основе оценки скорости сжатия Солнца, Кельвином по оценке теплового потока остывающей Земли, Джоли по скорости переноса соли в океаны, Холмсом на основе радиоактивных измерений и результатов современных исследователей, которые использовали различные

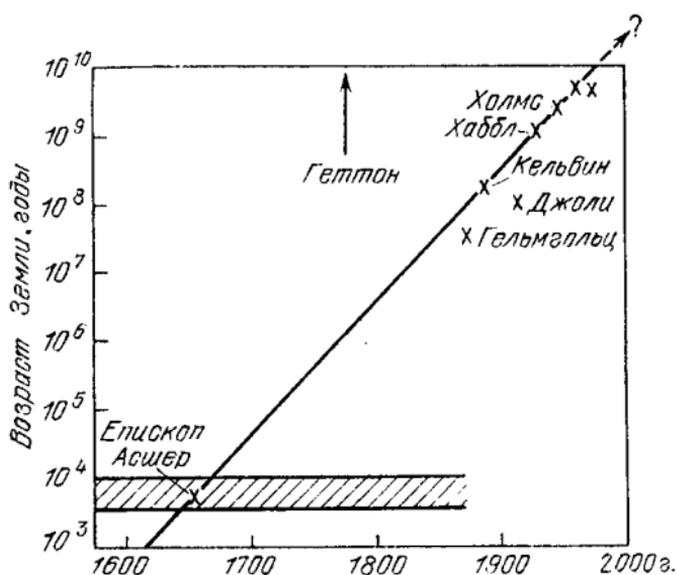


Рис. 49. Оценки возраста Земли, полученные в разное время.

методы радиоактивного датирования. В среднем возраст Земли на протяжении трех последних столетий каждые 15 лет удваивался; эта скорость, возможно, была несколько большей в последнем столетии. Имеется несколько примечательных исключений из этих более классических оценок. Некоторые восточные философы постулировали значительно большие возрасты. На западе Джеймс Геттон, геолог XVIII века, не видел никаких указаний на то, что должно было быть начало и что наступит когда-нибудь конец геологическим процессам.

В этом ярком лаконичном комментарии рассказана вся захватывающая история определения возраста Земли. В прошлом веке не было известно никаких источников энергии, кроме энергии гравитационного сжатия для поддержания светимости Солнца. В результате Гельмгольц получил сильно заниженную оценку для времени светимости Солнца и автоматически для возраста Земли. Во времена лорда Кельвина радиоактивность еще не была известна. Кельвин вычислил тепловой поток остывающей

Земли, который сравнивался с наблюдаемыми значениями при времени остывания, на порядок меньше, чем давали геологи, определявшие возраст Земли по геологическим разрезам и скоростям осадконакопления. Все, кто интересуется историей науки, знают, что спор Кельвина с геологами во второй половине прошлого века сотрясал научный мир на протяжении длительного времени. Открытие радиоактивности, как известно, разрешило спор в пользу геологов, хотя и Кельвин в своих оценках не сделал ошибок — он просто не знал о существовании фактора X (радиоактивности). Наконец, уже упоминавшийся Джеймс Геттон выдвинул основной принцип геологии — принцип актуализма, согласно которому в среднем на протяжении геологической истории геологические процессы развиваются более или менее равномерно. Естественно, что, перейдя от библейского возраста Земли к современным оценкам геологического возраста, которые по тем временам представлялись практически бесконечными, и стоя на позициях принципа актуализма, Геттон получил историю Земли и без начала, и без конца. На рис. 49 показана также оценка Хаббла, полученная на основе времени существования расширяющейся Вселенной. В целом же надо сказать, что величайшей заслугой геологии перед естествознанием является замена библейских оценок возраста Земли значениями, которые принципиально не отличаются от современных.

Биостратиграфическая геохронологическая шкала приведена в табл. 9. Она разделяется на эры, периоды и эпохи. Приведенная в табл. 9 система названий сложилась постепенно по мере совершенствования шкалы. Основы построения этой шкалы были заложены в первой половине XIX века английскими геологами Смитом и Лайслом, которые ясно сформулировали основные принципы стратиграфии: 1) закон напластований — если один слой (пласт) расположен на другом, то верхний слой образовался позднее, чем нижний (при условии отсутствия тектонических нарушений); 2) закон фаунистических ассоциаций — слои, содержащие ископаемые остатки одних и тех же видов животных и растений, образовались в один и тот же период. Эволюция животного и растительного мира привела к тому, что ископаемые остатки являются метками времени в осадочных слоях земной коры. До развития методов радиоактивного датирования биостратиграфическая шкала по самому своему смыслу была шкалой относительных возрастов. Приведенные в табл. 9

абсолютные значения возраста надежно установлены во второй половине XX века.

Закон радиоактивного распада был открыт Эрнестом Резерфордом в 1905 г. Он ясно сознавал значение своего

Т а б л и ц а 9

Геохронологическая шкала

Возраст, млн. лет	Периоды		Длительность, млн. лет		
1,5—2	Q	Плейстоцен	1,5—2	Кайнозой	
12±1	N ₂	Плиоцен	10—10,5		
26±1	N ₁	Миоцен	14		
37±2	Pg ₃	Олигоцен	11		
60±2	Pg ₂	Эоцен	23		
67±3	Pg ₁	Палеоцен	7		
137±5	Cr	Мел	70		Мезозой
195±5	J	Юра	58		
240±10	T	Триас	45		
285±10	P	Пермь	45		
340	C	Карбон	55—75	Палеозой	
360					
410±10	D	Девон	70—50		
440±15	S	Силур	30		
500±20	Or	Ордовик	60		
≥570	Sm	Кембрий	70		
	Prz	Протерозой			

открытия для геохронологии, и он же произвел первую оценку возраста. Полученная им цифра, 500 миллионов лет, по тем временам представлялась очень большой

и в несколько раз превосходила предполагавшиеся в то время максимальные геологические возрасты. Однако вскоре были получены ещё большие значения возраста пород и минералов. Выдающуюся роль в становлении и развитии нового метода сыграл английский геолог Артур Холмс. В своей классической работе «Ассоциация свинца с ураном в породообразующих минералах и ее использование в измерении геологического времени» (1911 г.) он заложил основы урано-свинцового метода датирования. В настоящее время основными методами измерения абсолютных возрастов природных объектов являются: 1) урано-свинцовый, 2) калий-аргоновый, 3) рубидиево-стронциевый метод и, наконец, возникший в семидесятые годы самарий-неодимовый метод. Часто эти методы кратко называют по получающемуся конечному продукту распада — свинцовый, аргоновый, стронциевый, неодимовый.

Обозначим через $N_0 = N(t=0)$ и $N_t = N(t)$ число атомов радиоактивного элемента в начальный момент $t=0$ и момент t . Тогда основной закон радиоактивного распада запишется в виде

$$N_t = N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (111)$$

где λ — постоянная радиоактивного распада, e — основание натуральных логарифмов. Полезно знать, что N_t (111) является решением обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (112)$$

где слева стоит скорость изменения числа радиоактивных атомов в момент t , пропорциональная имеющемуся в наличии числу этих атомов, а знак минус указывает, что число радиоактивных атомов со временем уменьшается. Период полураспада радиоактивного изотопа получается при подстановке в (111) $N_t = N_0/2$:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda}. \quad (113)$$

Современные значения постоянной λ приведены в табл. 10.

Обозначим число атомов материнского элемента через $P = N_t$, а число атомов дочернего элемента — через $D = N_0 - N_t = N_0(1 - e^{-\lambda t})$. Предположим, что в данном минерале или в горной породе мы можем по отдельности измерить P и D . Тогда по их отношению можно определить

Материнский изотоп	Процент от общего количества элемента	Тип распада	Стабильный дочерний элемент	Постоянная распада λ , лет ⁻¹	Период полураспада $t_{1/2}$, лет	Атомные отношения и изотопные обилия
^{238}U	99,2743	($8\alpha + 6\beta$), радиоактивный ряд $5,4 \cdot 10^{-5}$ % самопроизвольное деление	^{206}Pb	$1,55125 \cdot 10^{-10}$	$4,468 \cdot 10^9$	$\frac{^{238}\text{U}}{^{235}\text{U}} = 137,88$
^{235}U	0,7201	($7\alpha + 4\beta$), радиоактивный ряд	^{207}Pb	$9,8485 \cdot 10^{-10}$	$7,038 \cdot 10^8$	
^{232}Th	100	($6\alpha + 4\beta$), радиоактивный ряд	^{208}Pb	$4,9475 \cdot 10^{-11}$	$1,401 \cdot 10^{10}$	
^{87}Rb	27,85	β -распад	^{87}Sr	$1,42 \cdot 10^{-11}$	$4,88 \cdot 10^{10}$	$\frac{^{87}\text{Rb}}{^{87}\text{Rb}} = 2,59265$ $\frac{^{86}\text{Sr}}{^{88}\text{Sr}} = 0,1194$ $\frac{^{84}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} = 0,056584$
^{40}K	0,01167	10,5% захват электрона 89,5% β -распад	^{40}Ar	$0,5811 \cdot 10^{-10}$	$1,193 \cdot 10^{10}$	$^{39}\text{K} = 93,258 \text{ ат. \%}$ $^{41}\text{K} = 6,7302 \text{ ат. \%}$ $^{40}\text{Ar} = 295,5$
			^{40}Ca	$4,963 \cdot 10^{-10}$	$1,397 \cdot 10^9$	В атмосфере $^{36}\text{Ar} = 295,5$

¹⁾ $\lambda_{\text{K}} = \lambda_{\text{Ar}} + \lambda_{\text{Ca}} = 5,544 \cdot 10^{-10} \text{ лет}^{-1}$, $(t_{1/2})_{\text{K}} = 1,250 \cdot 10^9 \text{ лет}$.

возраст t согласно формуле

$$\frac{D}{P} = e^{\lambda t} - 1. \quad (114)$$

Однако для того, чтобы простую формулу (114) можно было использовать для определения возраста, необходимо выполнение некоторых условий. Во-первых, после обособления рассматриваемого минерала или горной породы они должны представлять собой замкнутую систему, т. е. не обмениваться материнскими и дочерними атомами с окружающей средой. Во-вторых, среди дочерних изотопов не должно быть атомов нерадиогенного происхождения, т. е. должно выполняться условие

$$D_0 \equiv D(t=0) = 0. \quad (115)$$

В основное уравнение (114) при определении абсолютного возраста необходимо подставить именно число атомов дочернего элемента, возникших за время жизни минерала или горной породы, а если $D_0 \neq 0$, то требуется еще одно уравнение для исключения D_0 .

В методе $^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}$ мы как раз сталкиваемся с ситуацией, когда $D_0 \equiv (^{87}\text{Sr})_0 \neq 0$. Рубидиево-стронциевый метод был разработан Николайсеном из Южной Африки и австралийцами Компстоном, Джефферри и Рили в 1960 г. Эти исследователи использовали то обстоятельство, что стронций имеет нерадиогенные изотопы ^{84}Sr , ^{86}Sr и ^{88}Sr . Запишем уравнение для числа атомов дочернего изотопа ^{87}Sr в момент t с учетом того, что некоторое количество $^{87}\text{Sr}_0$ таких атомов уже имелось в рассматриваемом объекте при $t=0$:

$$^{87}\text{Sr} = ^{87}\text{Sr}_0 + ^{87}\text{Rb}(e^{\lambda t} - 1), \quad (116)$$

где второе слагаемое даст число атомов ^{87}Sr , образовавшихся за время t в результате радиоактивного распада ^{87}Rb . Разделим обе части (116) на число атомов нерадиогенного изотопа ^{86}Sr , которое не изменяется со временем. Тогда

$$\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} = \frac{^{87}\text{Sr}_0}{^{86}\text{Sr}} + \frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}}(e^{\lambda t} - 1). \quad (117)$$

В магматическом расплаве, из которого образовалась некоторая горная порода, начальное отношение изотопов стронция $^{87}\text{Sr}_0/^{86}\text{Sr}$ фиксировано, и это отношение будет одним и тем же для всех минералов рассматриваемой породы. Распределение же рубидия и стронция в каждом минерале будет свое в соответствии с их физико-химиче-

скими особенностями. Обозначим через $y = {}^{87}\text{Sr}/{}^{86}\text{Sr}$ и $x = {}^{87}\text{Rb}/{}^{86}\text{Sr}$ величины, которые могут быть определены экспериментально с помощью масс-спектрографов для каждого минерала горной породы, а через $a = {}^{87}\text{Sr}_0/{}^{86}\text{Sr}$ и $b = (e^{\lambda t} - 1)$ — величины, постоянные и одинаковые для всех минералов горной породы. Тогда каждая пара чисел x_i и y_i ($i = 1, 2, 3 \dots$ — число минералов в горной породе) удовлетворяет уравнению (117) с постоянными a и b , и, следовательно, все они должны лежать на прямой (117)

$$y_i = a + bx_i \quad (i = 1, 2, 3, \dots), \quad (118)$$

получившей специальное название *изохроны в момент t* или, кратко, *изохроны t* . В координатах $y = {}^{87}\text{Sr}/{}^{86}\text{Sr}$, $x = {}^{87}\text{Rb}/{}^{86}\text{Sr}$ тангенс угла наклона прямой (118) дает $b = e^{\lambda t} - 1$ и, таким образом, позволяет определить абсолютный возраст горной породы. Стронцевый метод применяют главным образом для датирования пород кислого и среднего состава. В качестве минералов используют мусковит, калиевый полевой шпат, плагиоклаз, биотит.

Калий-аргоновый метод был разработан В. Г. Хлопиным и Э. К. Герлингом в СССР в 1942 г. Как следует из табл. 10, радиоактивный распад изотопа ${}^{40}\text{K}$ происходит по двум каналам: 1) при β -распаде ${}^{40}\text{K} \rightarrow {}^{40}\text{Ca}$ и 2) захват электрона с K -оболочки ядром ${}^{40}\text{K}$ переводит последнее в ядро ${}^{40}\text{Ar}$. Запишем основное уравнение (112) для каждого канала:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} [{}^{40}\text{K}]_{\beta} &= -\lambda_{\beta} {}^{40}\text{K} \quad \text{для } {}^{40}\text{K} \rightarrow {}^{40}\text{Ca}, \\ \frac{d}{dt} [{}^{40}\text{K}]_{K} &= -\lambda_K {}^{40}\text{K} \quad \text{для } {}^{40}\text{K} \rightarrow {}^{40}\text{Ar}. \end{aligned} \right\} \quad (119)$$

Складывая скорости распада ${}^{40}\text{K}$ по обоим каналам, определим полную скорость радиоактивного распада ${}^{40}\text{K}$:

$$\frac{d}{dt} {}^{40}\text{K} = -(\lambda_{\beta} + \lambda_K) {}^{40}\text{K} = -\lambda {}^{40}\text{K}. \quad (120)$$

Решение последнего уравнения имеет вид (111) и дает закон уменьшения ${}^{40}\text{K}$ со временем:

$${}^{40}\text{K} = {}^{40}\text{K}_0 e^{-\lambda t}. \quad (121)$$

Для вывода основной формулы калий-аргонового метода поделим частные уравнения (119) на (120). Тогда

$$d[{}^{40}\text{K}]_{\beta} = \frac{\lambda_{\beta}}{\lambda} d{}^{40}\text{K} \quad \text{и} \quad d[{}^{40}\text{K}]_K = \frac{\lambda_K}{\lambda} d{}^{40}\text{K}.$$

При интегрировании этих уравнений от начала отсчета времени $t = 0$ до t слева получим уменьшение числа ато-

мов ^{40}K из-за распада по каждому из каналов, т. е. число образовавшихся атомов ^{40}Ca и ^{40}Ar , а интеграл от $d^{40}\text{K}$ дает полное уменьшение числа атомов калия, т. е. $\Delta^{40}\text{K} = = ^{40}\text{K}_0 - ^{40}\text{K}$. В результате получаем

$$\frac{^{40}\text{Ca}}{^{40}\text{K}} = \frac{\lambda_{\beta}}{\lambda} (e^{\lambda t} - 1), \quad \frac{^{40}\text{Ar}}{^{40}\text{K}} = \frac{\lambda_{\alpha}}{\lambda} (e^{\lambda t} - 1). \quad (122)$$

Применяя (122) к природным объектам, предполагают, что дочерних элементов нерадиогенного происхождения в образце нет. Это в общем справедливо для метода $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar}$. Для метода $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ это несправедливо, так как большое количество кальция в минералах и горных породах сильно затрудняет возможность эффективного использования канала $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ для датировки горных пород. Аргонный метод используют для определения возраста основных пород, содержащих минералы биотит, мусковит, плагиоклаз, многие типы калиевых полевых шпатов, роговую обманку и авгит.

Ураново-ториево-свинцовые методы ($^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + 8^4\text{He}$, $^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Pb} + 7^4\text{He}$, $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + 6^4\text{He}$), о которых мы теперь кратко расскажем, используются как для целей датировки, так и для определения возраста Земли. Из-за того, что постоянные распада материнских ядер на много порядков меньше постоянных распада промежуточных элементов радиоактивного ряда, последние можно не учитывать при определении возрастов, больших, чем несколько миллионов лет. Урано-свинцовые методы, с одной стороны, являются более гибкими, чем другие методы датирования, благодаря тому, что имеются три независимых ряда распада и результаты можно контролировать по совпадению возрастов. С другой стороны, эти методы сложнее из-за того, что очень часто изучаемый объект не является замкнутой системой. Принципы датирования этими методами аналогичны методу $\text{Rb} \rightarrow \text{Sr}$, так как в образцах присутствуют первичные изотопы свинца $^{206}\text{Pb}_0$, $^{207}\text{Pb}_0$ и $^{208}\text{Pb}_0$ и имеется нерадиогенный изотоп ^{204}Pb , количество которого не меняется со временем. Поэтому в этих методах по аналогии с уравнениями (117) и (118) за основу принимают выражения для изохрон $\text{U} - \text{Pb}$:

$$\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} = \frac{^{206}\text{Pb}_0}{^{204}\text{Pb}} + \frac{^{238}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} (e^{\lambda_{238} t} - 1), \quad (123)$$

$$\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} = \frac{^{207}\text{Pb}_0}{^{204}\text{Pb}} + \frac{^{235}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} (e^{\lambda_{235} t} - 1) \quad (124)$$

и аналогичное уравнение для изохроны Th — Pb. Если возрасты, определяемые по (123) и (124), совпадают, то их называют конкордантными, если же нет (что бывает довольно часто), то их называют дискордантными. В последнем случае используют специальные приемы для выявления истинного возраста изучаемого объекта. Из (123) и (124) можно получить линейное уравнение между $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ и $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$, называемое *изохроной свинец — свинец*:

$$\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} = \left[\frac{^{235}\text{U} e^{\lambda_{235}t} - 1}{^{238}\text{U} e^{\lambda_{238}t} - 1} \right] \frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} + \left[\frac{^{207}\text{Pb}_0}{^{204}\text{Pb}_0} - \frac{^{235}\text{U} e^{\lambda_{235}t} - 1}{^{238}\text{U} e^{\lambda_{238}t} - 1} \frac{^{206}\text{Pb}_0}{^{204}\text{Pb}_0} \right]. \quad (125)$$

В (125) входит известное постоянное отношение $^{235}\text{U}/^{238}\text{U} = 0,007253$ для настоящего времени, а выражения в квадратных скобках являются постоянными и одинаковыми для всех минералов в горной породе, в которой t лет назад все изотопы были распределены равномерно, и с тех пор породы являются замкнутыми системами. Уравнение (125) позволяет определять возраст на основе измерений только изотопов свинца, что обычно более удобно.

Впервые возраст Земли как планеты определил Клар Паттерсон в работе «Возраст метеоритов и Земли» (1956 г.). Вот как он начинает свою статью, отдавая одновременно дань своим предшественникам: «По-видимому, в настоящее время мы должны принять, что возраст Земли нам известен с такой же точностью и достоверностью, как концентрация алюминия в гранитах Род-Айленда из Уэстерли. Хорошие оценки возраста Земли уже известны на протяжении некоторого времени. После того как константа распада ^{235}U и изотопный состав обыкновенного свинца были определены Ниром, новые расчеты Герлинга очертили ситуацию. Приблизительно правильные вычисления были сделаны Холмсом и Хоутермансом на основе их смелого предположения о генезисе свинцовых руд. Последующая критика этих расчетов породила дух сомнения в отношении всего, что связано с обыкновенным свинцом, и затуманила несомненный вклад, который сделали эти ученые в основание новой науки — геохимии изотопов свинца».

Ясно, что возраст Земли больше, чем возраст древнейших горных пород земной коры, равный $\sim 3,75 \cdot 10^9$ лет. Дадим теперь определение возраста Земли. Согласно современным представлениям, все тела Солнечной системы — планеты, спутники, астероиды, кометы и метеорные тела — образовались из рассеянного вещества — протопланетного газопылевого облака. Пылевая составляющая облака состояла из силикатов и железа, и именно из нее образовались планеты земной группы, Луна, астероиды и метеориты. Пылевая компонента протопланетного облака является тем первичным резервуаром с некоторым начальным распределением изотопных отношений, из которого образовались (обособились) железные и каменные метеориты, Земля и Луна. Под возрастом всех этих тел как раз и понимается интервал времени, прошедший с момента их обособления, т. е. с того момента, когда они превратились в самостоятельные замкнутые системы. Из этого определения сразу вытекает, каким образом можно установить возраст Земли и метеоритов.

Предположим, что мы знаем начальные изотопные отношения $^{207}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$ и $^{206}\text{Pb}_0/^{204}\text{Pb}$ и изотопные отношения для среднего общего свинца, характерного для Земли как замкнутой системы с момента ее обособления

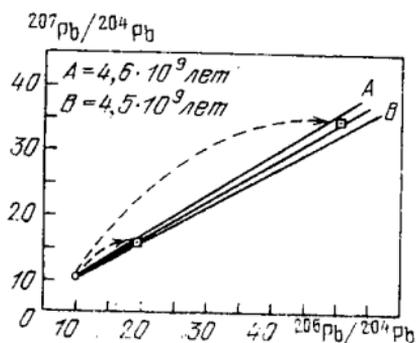


Рис. 50. Изохрона свинца для метеоритов и пределы ее ошибок. Контуры вокруг каждой точки дают ошибки измерений. Прерывистые кривые указывают, как происходила эволюция свинца в каменных метеоритах.

терсон определил возраст метеоритов и Земли. Вначале он определил изохрону свинца для метеоритов (рис. 50). Эту изохрону он построил по данным анализов двух железных и трех каменных метеоритов. В железных метеоритах содержание урана и тория пренебрежимо мало, поэтому изотопные отношения свинца в них не измени-

как планетного тела. Тогда ясно, что изохрона свинец — свинец (125) позволяет определить возраст Земли. Далее поставим вопрос, как проверить, что таким образом мы получаем именно возраст Земли. Если предположить, что метеориты и Земля (и Луна) обособились из первичного резервуара примерно в один и тот же момент времени, то изотопные отношения $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ и $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ всех этих тел должны принадлежать одной и той же изохроне t свинца. Именно таким образом Пат-

лись за время существования Солнечной системы, так как эти маленькие холодные тела являлись замкнутыми системами. В каменных метеоритах содержится как U, так и Th, и соответственно отношения $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ и $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ в них заметно больше, чем в железных метеоритах. Каменные метеориты образовались одновременно с железными, о чем свидетельствует то, что их изохрона проходит через точку для железных метеоритов (см. рис. 50).

Вообще говоря, если сделать предположение, что метеориты и Земля образовались одновременно из одного химического резервуара, то возраст по изохроне t свинца будет и возрастом Земли как планеты. Однако Паттерсон пошел дальше. Он предположил, что средний общий свинец для Земли как планеты может быть взят по данным для глубоководных океанических осадков, которые образовались при усредненном сносе континентального материала из-за процессов эрозии. И, действительно, оказалось, что изотопные отношения $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ и $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ для осадков попадают на изохрону свинца для метеоритов, приведенную на рис. 50. Тем самым было как бы доказано, что Земля и метеориты образовались одновременно, так как их изотопные отношения принадлежат одной изохроне. В действительности вопрос о том, можно ли считать свинец глубоководных осадков характерным для Земли как планеты, является дискуссионным. Однако последующее развитие этого вопроса, когда средний свинец для Земли брался по древним минералам (галенитам) с поправкой на их возраст, в целом подтвердило первоначальные выводы Паттерсона.

Далее, в 60- и 70-е годы выяснение истории изотопов системы Rb — Sr также позволило оценить возраст Земли и метеоритов, и эти данные в достаточной мере подтвердили оценку Паттерсона $(4,55 \pm 0,07) \cdot 10^9$ лет для возраста Земли. Важным выводом из всех этих работ, который не всегда достаточно подчеркивается, является то, что интервал времени, разделяющий эпохи образования метеоритов и Земли как планеты, много меньше, чем 10^8 лет. Возраст Луны был определен, исходя из тех же принципов, что и возраст Земли, причем возрасты обоих этих тел практически совпали.

Самым важным достижением последних лет в области изотопной геохронологии было создание метода датирования $^{147}\text{Sm} \rightarrow ^{143}\text{Nd}$. Изотоп ^{147}Sm при переходе в ^{143}Nd испускает α -частицу. Период полураспада равен $1,06 \times 10^{11}$ лет. Существование большого числа изотопов ино-

дима (^{142}Nd , ^{143}Nd , ^{144}Nd и ^{146}Nd) позволяет строить изохроны, как это принято в методе Rb — Sr. Большим преимуществом этого метода является то, что он позволяет при построении изохрон использовать основные минералы, входящие в состав метеоритов и базальтов, такие как плагиоклазы и пироксены. Кроме того, система Sm — Nd значительно более устойчива к возмущениям, чем Rb — Sr, K — Ar и U — Pb. Для применения данного метода были разработаны масс-спектрометры с рекордной чувствительностью. Первые успешные определения возраста метеоритов Sm — Nd-методом были опубликованы Лагмаером в 1974 г. В настоящее время с помощью этого метода

Т а б л и ц а 11

Схема геохронологии Земли

Шкала 1964 г.		Частное деление	Возраст, млн. лет	Тектоно-магматический цикл
Фанерозой			650	Катангинский
Протерозой	Средний и верхний	Верхний рифей	1000 ± 100	Гренвильский Медвежьеозерский Беломорский
		Средний рифей	1400 ± 100	
Нижний рифей		1900 ± 100		
	Нижний	Формирование преимущественно фундамента платформ	2600 ± 100	Родезийский
Архей		Возникновение древних ядер щитов Возникновение жизни	3500 ± 100	Белозерский
Катархей		Образование Земли	4500 ± 150	

исследуются сложнейшие вопросы истории метеоритов, Солнечной системы и мантии Земли. Успехи методов абсолютной геохронологии позволили наметить основы геохронологической шкалы для докембрийской (догеологической) истории Земли. Эта шкала приведена в табл. 11

Данная глава посвящена тектонике плит, в основе которой лежит также геомагнитная хронологическая шкала. Изложим кратко основные понятия, относящиеся к этому вопросу.

Первая геомагнитная шкала была разработана Коксом, Доуэллом и Далримплом в 1966 г. для последних 1 миллионов лет. Шкала была построена по палеомагнитным данным для материковых вулканических образцов, датированных с помощью К — Ar-метода. Первоначальная шкала была разделена на четыре эпохи — интервалы времени, на протяжении которых сохранялась преимущественная полярность магнитного дипольного поля одного знака. Эпохи были названы именами выдающихся геомагнитологов: 1) $0 \leq t \leq 0,69 \cdot 10^6$ лет — эпоха Брюнес (нормальная полярность), 2) $0,69 \cdot 10^6 \leq t \leq 2,43 \cdot 10^6$ лет — эпоха Матуяма (обратная полярность), 3) $2,43 \cdot 10^6 \leq t \leq 3,32 \cdot 10^6$ лет — эпоха Гаусс (нормальная полярность), 4) $3,32 \cdot 10^6 \leq t \leq 5,10 \cdot 10^6$ лет — эпоха Гильберт (обратная полярность). Обратная намагниченность горных пород была открыта французским ученым Брюнесом в 1906 г., который дал своему открытию правильную интерпретацию. Именно, Брюнес предположил, что в эпоху образования этих пород магнитное поле Земли имело обратную ориентацию. Сейчас можно только поражаться смелости мышления этого исследователя. В 20-е годы значительно более обширный материал собрал японский ученый Матуяма, который установил, что около половины изученных им вулканических пород из Японии и Кореи имеют прямую намагниченность, а оставшиеся образцы имеют обратную намагниченность. Матуяма также сделал правильные выводы из своих анализов. О вкладе Гаусса и Гильберта в геомагнитные исследования мы уже знаем из гл. 4.

В каждой эпохе имеются несколько коротких интервалов, во время которых магнитный диполь Земли имел полярность, обратную основной полярности эпохи. Эти кратковременные интервалы получили общее название *эпизодов*, каждому из которых присвоено имя той местности, по образцам которой он был впервые выявлен.

В том же 1966 г. Опдайку, Глассу, Хейсу и Фостеру удалось подтвердить первую геомагнитную шкалу благодаря исследованиям остаточной намагниченности образцов осадков, взятых с морского дна. С тех пор анализ

вертикальных колонок, поднимаемых со дна моря с помощью трубок-пробоотборников, играет большую роль в изучении магнетизма и хронологии морского дна. Эти исследования стали еще больше информативными во время осуществления проектов глубокого бурения осадочной толщи морского дна вплоть до коренных пород глубоководного фундамента. Вайн в 1966 г. с помощью магнитной шкалы получил первые оценки скорости раздвижения океанического дна, которая оказалась равной ~ 1 см/год для Средне-Атлантического хребта и ~ 5 см/год для Восточно-Тихоокеанского поднятия.

После этих исследований стало очевидным, что полосовые магнитные аномалии океанического дна могут служить удобными геохронометрами, и весь вопрос заключается в калибровке этих хронометров. Правильная идея калибровки полосовых аномалий океанического дна была выдвинута и к 1968 г. реализована геофизиками из Ламонтской обсерватории (США) — Хейрцлером, Диксоном, Херроном, Питмелом Ш., Ле Пишоном. Эти авторы предположили, что скорость раздвижения морского дна в южной части Атлантического океана всегда оставалась постоянной. Оценив эту скорость по первым полосовым аномалиям и шкале Кюкса, Хейрцлер получил свою широко известную шкалу для последних 79 млн. лет (рис. 51). В шкале Хейрцлера инверсия геомагнитного поля происходила 171 раз. Многим наиболее отчетливо выраженным полосовым магнитным аномалиям, которые выявлены во всех океанах, присвоены номера. Шкала, показанная на рис. 51, позволила определить скорость раздвижения океанического дна по всему земному шару. Эта шкала оказалась очень удачной, и накопленный огромный наблюдательный материал, включая результаты глубоководного бурения, внес в нее лишь небольшие уточнения.

Как известно, напряженность магнитного поля на поверхности Земли составляет $\sim 0,5$ эрстеда, или 50 000 гамм (1 гамма = 10^{-5} эрстеда). На поверхности океана амплитуды полосовых магнитных аномалий имеют порядок 100 гамм. Таким образом, запись полосовых магнитных аномалий на фоне основного геомагнитного поля выглядит как «рябь» с очень малой амплитудой.

Создание магнитной геохронологической шкалы для интервалов времени более ~ 80 млн. лет вначале встретилось с трудностями. Трудности были обусловлены тем, что, например, в Тихом океане полосовые магнитные аномалии исчезали западнее зон с возрастом 76 млн. лет;

в то же время отчетливые полосовые аномалии имелись на северо-западной и западной окраине Тихоокеанской плиты. Обширные области в океанах без признаков магнитных аномалий получили название зон спокойного магнитного поля. Такие зоны наблюдались и в Атлантическом океане.

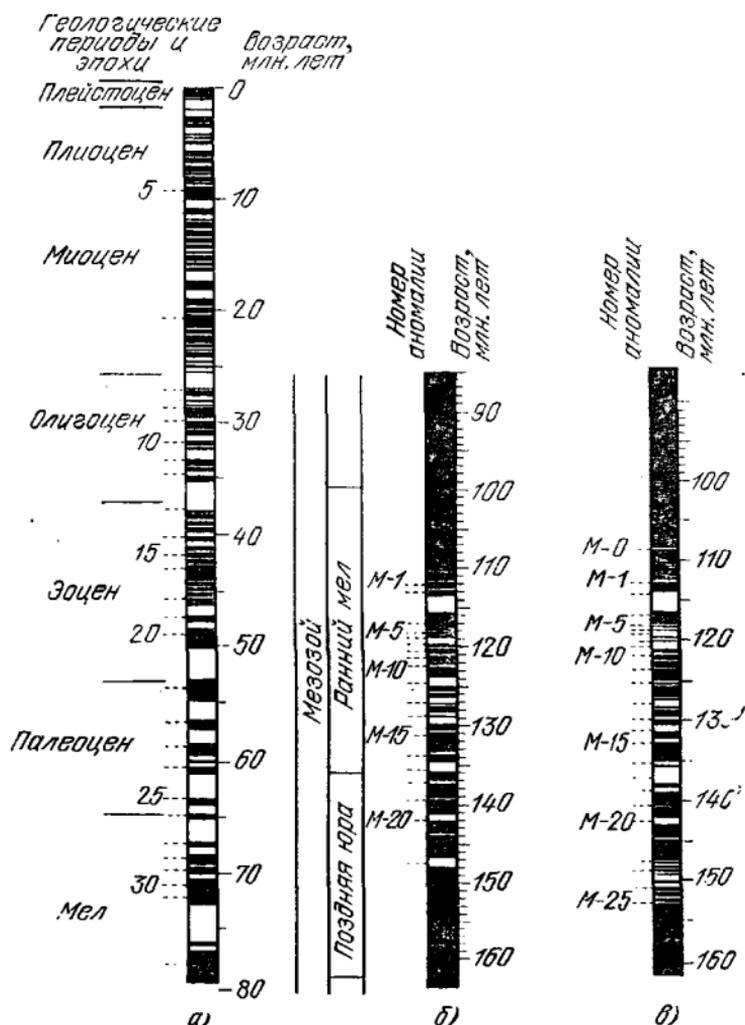


Рис. 51. Геомангнитная шкала времени. а) Шкала Хейнца с сотр. Слева направо: геохронологическая шкала для фанерозоя; номера магнитных аномалий; шкала полярности геомангнитного поля (черным закрашены периоды нормальной полярности магнитного поля). б) и в) Шкалы Ларсона 1972 и 1975 гг.; номера мезозойских аномалий содержат букву М.

Указанные трудности были разрешены в 1972 г. в работах Ларсона и Чейза и Ларсона и Питмена, которые доказали, что аномалии в западной части Тихого океана образовались синхронно с аналогичными аномалиями в западной части Атлантического океана — за пределами зоны спокойного магнитного поля. После того как с помощью данных, полученных при глубоководном бурении,

удалось датировать эти краевые аномалии и установить, что их возраст составляет 110—150 млн. лет, было дано правильное объяснение зонам спокойного магнитного поля. Оказалось, что последние обусловлены исключительно большой продолжительностью эпохи нормальной полярности, существовавшей от 85 до 110 млн. лет назад. На рис. 51, б показана шкала Ларсона и Питмена, охватывающая период от ~ 90 до 160 миллионов лет назад. Накопление данных по магнитным аномалиям в Тихом океане показало, что в действительности в раннемеловое и позднелурское время произошло примерно вдвое больше инверсий поля, чем это дается шкалой 1972 г. Эти факты были учтены Ларсоном и Хилде в шкале 1975 г. (рис. 51, в).

Геоманнитная хронологическая шкала до 160 миллионов лет назад (рис. 51) находится в соответствии с аналогичными предварительными шкалами, построенными по континентальным данным для всего фанерозоя. В СССР над составлением палеомагнитной шкалы для мезозоя и палеозоя работает большое число геоманнитологов во главе с А. Н. Храмовым. Полученные на сегодняшний день результаты позволяют высказать предположение, что, возможно, имеется корреляция между структурой палеомагнитной шкалы и характером тектоники в фанерозое. Эти исследования указывают, что дрейф континентов, а следовательно и режим тектоники плит, характерен для всего фанерозоя. Кроме того, предварительные палеомагнитные шкалы для континентов обнаруживают несколько эпох спокойного магнитного поля на протяжении фанерозоя. Тем самым показано, что эпоха спокойного поля, выявленная по океаническим данным, не является уникальным событием в истории магнитного поля нашей планеты.

Если посмотреть на геоманнитную шкалу в целом (рис. 51), то можно заключить, что первоначально предполагавшееся Коксом подразделение шкалы на эпохи и эпизоды вряд ли можно провести по всей шкале. Вопрос о стандартной номенклатуре геоманнитной шкалы пока еще остается неразработанным и, видимо, будет рассмотрен в ближайшем будущем.

8.3. Тектоника плит

8.3.1. Картирование земной поверхности. Тектоника плит — кинематика движения плит на плоской Земле — впервые была описана Уилсоном в 1965 г. Од-

нако реальная поверхность Земли представляет собой сферу, и реальное движение литосферных плит происходит на сферической Земле. Переход от описания движения литосферных плит на плоской Земле к описанию их движения на сферической Земле был совершен Морганом в 1967 г. При картировании земной поверхности возникает обратная задача — необходимо сферическую поверхность изобразить на плоскости — листе бумаги. Карты можно построить несколькими способами. Три различных способа проектирования сферической поверхности из точки на плоскость показаны на рис. 52.

Первый способ соответствует фотографированию планетных тел из космоса с последующим проектированием полученных снимков на плоскость из некоторой внешней точки A . Проекция, полученная из точек, расположенных в центре Земли (точка B) и на ее поверхности (точка C), получили специальные названия *гномонической* и *стереографической* проекций соответственно. Во всех трех способах проектирования сферы на плоскость из точки возникают искажения как расстояний на сфере, так и углов между направлениями линий, проходящих через рассматриваемую точку.

Большое распространение в геофизике получила *меркаторская* проекция. Она названа в честь фламандского картографа Герарда Меркатора, который, используя эту проекцию, опубликовал свою навигационную карту в 1568 г. В этой проекции искажаются расстояния между точками, но углы на сфере проектируются на карту без искажений. Карта в меркаторской проекции получается при проектировании Земли от ее оси на цилиндр, имеющий общую ось с Землей (рис. 53, *a*). В этом случае все меридианы будут параллельны друг другу и направлению север — юг. Под прямым углом они будут пересекаться проекциями параллелей, сохранившими направление восток — запад. В результате на карте получается прямо-

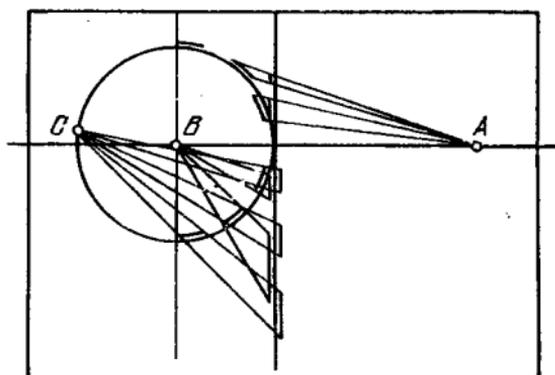


Рис. 52. Проекция сферы на плоскость: 1) проекция с внешней стороны сферы — из точки A ; 2) гномоническая проекция — проекция из центра сферы (из точки B); 3) стереографическая проекция — проекция из точки C , лежащей на поверхности сферы.

угловая координатная сетка с направлениями север — юг и восток — запад. Чтобы дать представление об искажениях, возникающих при построении меркаторских карт, рассмотрим две площадки $1 \times 1^\circ$, одна из которых расположена у экватора, а другая — на 60° с. ш. Одну угловой

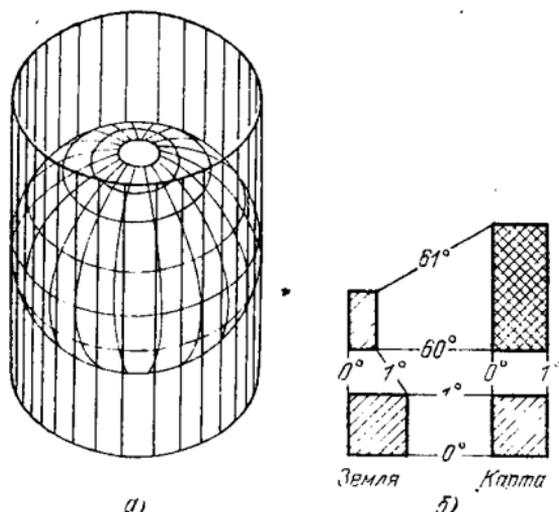


Рис. 53. Проекция поверхности Земли на цилиндр (а) и меркаторские проекции двух одноградусных площадок, расположенных на экваторе и на 60° с. ш. (б).

градус на поверхности Земли соответствует расстоянию ~ 111 км. У экватора градус долготы примерно равен градусу широты и квадрат $1 \times 1^\circ$ на сфере проектируется на карту почти без искажений (рис. 53, б). Поскольку меридиан является большим кругом, градус широты всегда имеет одну и ту же длину независимо от широты. Долготные же круги стягиваются при движении от экватора к полюсу. Градус долготной дуги на широте 60° равен только половине длины градуса на экваторе. Поэтому одноградусная площадка на сфере у 60° с. ш. имеет вид прямоугольника (рис. 53, б). При проектировании на карту долготная сторона этого прямоугольника увеличится в два раза, так как на меркаторской карте все меридианы параллельны и эквидистантны. Для сохранения углов при проектировании широтная сторона рассматриваемого прямоугольника $1 \times 1^\circ$ также должна увеличиться в два раза. Таким образом, на меркаторских картах площадки, расположенные на 60° северной и южной широты, имеют площадь, в четыре раза большую, чем на реальной Земле. При движении на карте от 60° широты к полюсу искажения будут увеличиваться, и,

наоборот, они уменьшаются при перемещении к экватору. Геологические карты обычно изображаются в определенном масштабе, который дает отношение расстояния между двумя точками на карте к расстоянию между соответствующими точками на Земле. Например, 1 см на карте в масштабе 1 : 10 000 000 соответствует 10^7 см, или 100 км на Земле. При изображении больших участков Земли на меркаторской карте масштаб на карте увеличивается с увеличением широты.

Карта земной поверхности с указанием на ней важнейших структур и плит показана на рис. 54. Рассматривая геологические объекты на рис. 54, следует помнить о тех линейных искажениях, которые неизбежно вносятся при проектировании земной поверхности на карту.

8.3.2. Лик Земли. В первом приближении поверхность Земли разделяется на приподнятый над средним уровнем моря континентальный регион и опущенный океанический регион планеты. К континентам примыкает материковая отмель, или шельф, которая резким перегибом отделена от крутого континентального склона, переходящего в типичное океаническое дно. Рассыпанные в океанах острова, цепочки островов, островные дуги, отделяющие от океанов краевые моря, в настоящее время рассматриваются как самостоятельные структуры, имеющие свое особое строение и историю. На рис. 55 показана гипсометрическая кривая, дающая представление о вкладе различных элементов земной поверхности в ее полную площадь. Мы видим, что средний уровень океанического дна расположен примерно на 4,6 км ниже среднего уровня суши.

Около 70% земной поверхности находится под водой. Поэтому, чтобы получить полное представление об особенностях геологического строения земного шара, необходимо мысленно убрать водную оболочку планеты. Тогда наряду с хорошо известными горными системами и обширными континентальными равнинами мы обнаруживаем важнейшие линейные структуры — систему срединно-океанических хребтов и систему глубоководных желобов, которые во многих местах разорваны трансформными разломами. Литосферные плиты выделяются по оконтуривающим их узким поясам сейсмичности. Как следует из рис. 54, деление литосферы на плиты не связано с делением на материки и океаны. Большинство плит включает как материковые, так и океанические участки. Только одна крупная плита (Тихоокеанская) имеет

исключительно океаническую поверхность. Границы плит бывают трех типов: 1) конструктивные границы — границы наращивания плит, 2) деструктивные границы — границы поглощения плит и 3) границы скольжения, связанные с трансформными разломами. Каждый тип границ имеет свое выражение в рельефе, и это в принципе позволяет проводить разбиение литосферы на плиты на основе данных о геологическом строении Земли.

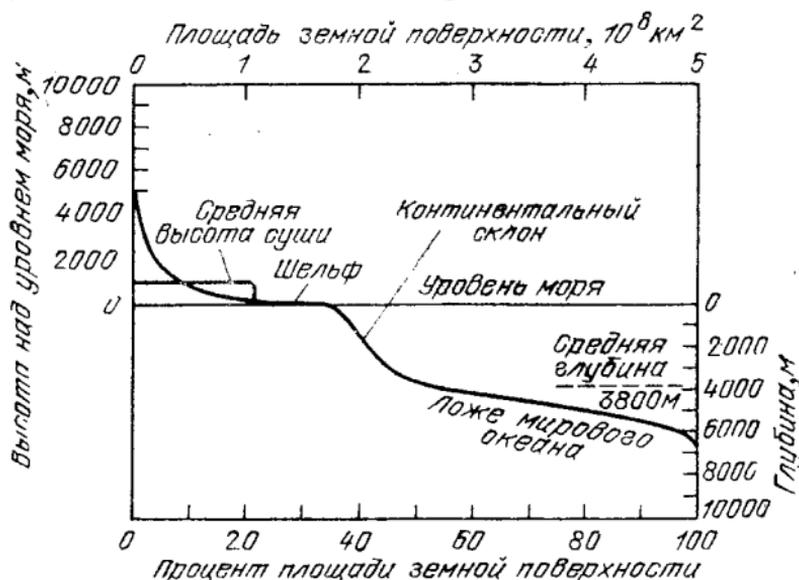


Рис. 55. Гипсометрическая кривая земной поверхности.

Срединно-океанические хребты и внутриконтинентальные рифтовые зоны образуют единую глобальную систему рифтов. Оба типа структур являются зонами растяжения. Они заложены в коре океанического и континентального типа, которая имеет существенно различное строение (см. табл. 5). Срединно-океанические хребты имеют ширину в одну-две тысячи километров и возвышаются над дном океанических котловин на 2—3 км. Их рельеф сильно расчленен, а полная протяженность составляет примерно 80 000 км. Характерной особенностью хребтов является рифтовая долина, имеющая ширину $\sim 10\text{--}20$ км и расположенная на ~ 2000 м глубже их гребней. Геометрически такая долина занимает в хребте осевое положение. Наличие долин характерно для всех медленно разрастающихся хребтов, например для Срединно-Атлантического хребта. Для быстро разрастающихся хребтов, для Восточно-Тихоокеанского поднятия характерны значительно меньшая расчлененность рельефа и отсутствие рифтовых долин.

Границы поглощения плит бывают трех типов. Границы первого типа обрамляются глубоководными желобами, за которыми на расстоянии 100—200 км следует вулканическая островная дуга, которая часто отделена от материка краевым морем. Такой тип границ характерен для северо-западной и западной окраин Тихоокеанской плиты. Другой тип границ поглощения представлен океаническим желобом, за которым следует вулканическая горная система, расположенная на материке. Известным примером здесь служит Перуанско-Чилийский желоб, расположенный у западной окраины Южной Америки. Соответствующие окраины материков называются активными континентальными окраинами, так как поглощение плит сопровождается активной вулканической деятельностью. Указанное название подчеркивает тот факт, что существуют границы океанов и континентов, не связанные с границами плит. Например, границы Атлантического океана. Такие границы называют пассивными континентальными окраинами атлантического типа. Наконец, последний тип границ поглощения плит соответствует столкновению двух континентальных плит, которое сопровождается частичным поддвижением одного континента под другой. Такие границы иногда называют границами столкновения. Вдоль границ столкновения образуются молодые (в геологическом смысле) складчатые пояса. Наиболее ярким примером является Альпийско-Гималайский складчатый пояс, образование которого приписывают столкновению Индийской плиты с Евразийской плитой. Такие горные системы оконтуриваются полосой краевого прогиба, которую можно рассматривать как континентальный аналог глубоководных океанических желобов.

Последним типом границ плит являются трансформные разломы, рассекающие литосферу на всю ее мощность. Трансформные разломы могут располагаться как на океанической, так и на континентальной литосфере. Известным примером трансформного разлома служит разлом Сан-Андреас, разделяющий Северо-Американскую и Тихоокеанскую плиты. Скольжение плит по этому разлому, из-за сейсмической опасности, причиняет много беспокойства жителям калифорнийского побережья США.

Характерной особенностью рельефа Земли являются вулканические островные дуги, которые всегда сопряжены с океаническими впадинами — желобами. Так, вдоль северной и западной окраин Тихого океана тянутся цепочки островных дуг: Алеутские острова, Курильские,

Июния, острова Рюкю, Филиппины (см. рис. 54). К югу от Японии ответвляется Идзу-Бонинская — Марианская дуга. Еще дальше на юг располагаются Индонезия, Соломоновы острова, Новые Гебриды, острова Тонга и, наконец, острова Кермадек.

В местах расположения океанических желобов литосферные плиты начинают свое погружение в мантию. Эти зоны носят название *зон субдукции* *). Под островными дугами глубина холодной кромки погружающейся литосферной плиты равна ~ 100—150 км. На этих глубинах в результате сложных, еще недостаточно ясных нам процессов происходит зарождение андезитовых лав**), излияние которых и приводит к образованию островных дуг. Таким образом, тектоника плит связывает андезитовый вулканизм с погружением литосферных плит. Вулканические горные системы, расположенные вдоль активных континентальных окраин, также состоят из андезитовых серий. Роль андезитового вулканизма в истории Земли приобретает еще большее значение, если, согласно советским исследователям А. Б. Ропову и А. А. Ярошевскому, принять во внимание, что большая часть земной коры сложена известково-щелочными породами или их метаморфизованными эквивалентами и соответственно средний состав земной коры почти совпадает со средним составом андезитовой серии. В противоположность андезитовому вулканизму островных дуг и активных континентальных окраин, в срединно-океанических рифтовых зонах океаническая земная кора образуется за счет базальтовой лавы — океанических низкощелочных толентов ***).

*) В геологии термин «субдукция» обозначает процесс погружения одного блока земной коры под другой.

**) Андезиты — эффузивные горные породы с промежуточным содержанием кремнезема, которое колеблется от 55 до 63%, составляя в среднем 59%. Получили свое название по горной цепи Анды (Ю. Америка), которая расположена на активной континентальной окраине и образовалась в значительной мере за счет андезитового вулканизма. Андезиты состоят в основном из плагиоклазов (изоморфные растворы альбита [Ab] и анортита [An]) и цветных минералов (амфибола, биотита, авгита и ромбического пироксена). Они содержат больше кремнезема, кальция, натрия и калия и меньше железа и магния, чем океанические толенты-базальты, изливающиеся из осевых зон срединно-океанических хребтов.

***) Название «толент» происходит от местности Толей на земле Саар в ФРГ. Толейт состоит в основном из плагиоклаза с An_{50} , пироксенов, базальтической роговой обманки и иногда оливинов. Толентами часто называют наиболее распространенный тип ба-

Океанические толеитовые магмы образуются на значительно меньших глубинах, чем андезитовые, — их очаги расположены под осевыми зонами срединно-океанических хребтов на глубинах ~50 км.

8.3.3. Горячие точки. Подавляющая часть вулканической деятельности Земли приурочена к активным тектопическим процессам, идущим на границах плит. Изолированные вулканы, не связанные с вулканизмом плитовых границ, получили название *горячих точек* (ГТ). Излияния из ГТ составляют много меньше одного процента от всей вулканической активности Земли. Лавы ГТ принадлежат к щелочным базальтам. Они отличаются от океанических толеитов большей концентрацией щелочных металлов. Согласно лабораторным исследованиям при высоких давлениях и температурах, концентрация щелочей в базальтах растет с ростом давления, при котором происходит образование родоначальной магмы. Этот факт указывает на то, что зарождение щелочных базальтов происходит на больших глубинах, чем зарождение океанических толеитов, и, следовательно, здесь мы имеем как бы подтверждение гипотезы Моргана о плюмах — струях горячего вещества, поднимающегося из глубин мантии к подошве литосферы (см. § 8.1). Изложим теперь основные сведения о горячих точках, следуя К. Бурке и Дж. Уилсону. Введем для удобства сокращенные обозначения 11 основных литосферных плит, принятые в русской и английской литературе: Северо-Американская (СА, NOAM), Евразийская (ЕА, EURA), Африканская (АФ, AFRC), Аравийская (АР, ARAB), Индийская (И, INDI), Южно-Американская (ЮА, SOAM), Антарктическая (АН, ANTA), Тихоокеанская (ТО, PCFC), Кокос (КО, COCO), Наска (Н, NAZC), Карибская (КА, CARB).

В настоящее время можно насчитать по крайней мере 122 ГТ, которые были магматически активны в последние 10 миллионов лет. Распределение ГТ по литосферным плитам показано на рис. 56. В рельефе ГТ представляют собой куполообразные возвышенности. В океанах это острова, цепочки островов или подводные горы и их цепи. Диаметры этих образований достигают ~200 км.

зальтов, насыщенных или слабо пересыщенных SiO_2 . Типу толеитовых базальтов противопоставляется тип щелочных (или оливиновых) базальтов, недосыщенных SiO_2 и содержащих большое количество магния и щелочей (см. табл. 4). Количественной мерой щелочей в базальтах являются отношения $\text{Na}_2\text{O}/\text{SiO}_2$, $\text{K}_2\text{O}/\text{SiO}_2$, $\text{Li}_2\text{O}/\text{SiO}_2$ как функции SiO_2 .

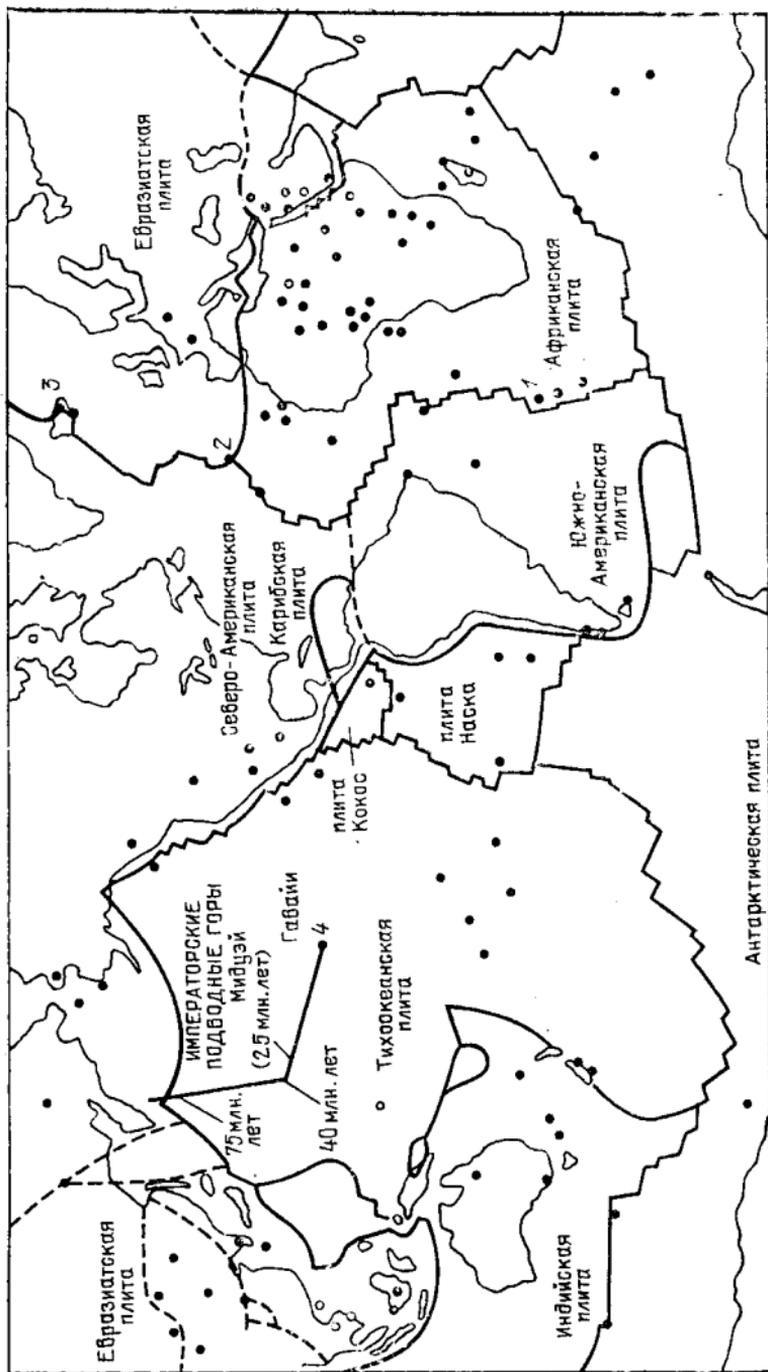


Рис. 56. Распределение горячих точек на поверхности Земли (по К. Бурне и Дж. Уилсону). Горячие точки показаны черными кружками. Из них в тексте упоминается: 1 — Тристан-да-Кунья, 2 — Азорские о-ва, 3 — Исландия, 4 — о. Гавайи.

Бросается в глаза неравномерность распределения ГТ по поверхности Земли. Число ГТ на континентах (69) заметно большее, чем в океанах (53). Но и на континентах и в океанах ГТ распределены неравномерно. Так на Африканском континенте расположено 25 ГТ, а всего на АФ плите и вблизи ее границ находится 43 ГТ. В океанах 15 ГТ связано с рифтовыми зонами срединно-океанических хребтов и 9 ГТ лежат вблизи этих зон. Так большой интерес для исследований представляют ГТ Исландия, Тристаун-да-Кунья и Азорская, связанные со Срединно-Атлантическим хребтом. Выделение ГТ, расположенных на срединно-океанических хребтах, производится по двум признакам: во-первых, их базальтовые лавы заметно обогащены щелочными металлами по сравнению с базальтами срединно-океанических хребтов и, во-вторых, объем их лавовых излияний заметно превосходит таковой срединных хребтов, что и приводит в конечном итоге к образованию вулканических островов, даже таких больших, как Исландия. Для тектоники плит ГТ в первую очередь представляют интерес как индикаторы движения плит. В этом смысле, возможно, одним из самых впечатляющих проявлений движения плит над горячими струями (плюмами) мантии являются Гавайские острова. Еще американский геолог первой половины XIX в. Джеймс Дана обратил внимание на то, что возраст Гавайских островов систематически увеличивается по мере продвижения на северо-запад от о. Гавайи (см. рис. 56). (Дана оценивал возраст по размерам эрозии.) Это же обстоятельство было интерпретировано в 1963 г. Уилсоном как движение ТО плиты над гавайской ГТ в северо-западном направлении в течение 40 миллионов лет. Продолжением Гавайских островов являются Императорские подводные горы, которые протягиваются в направлении, резко отклоненном на север от стрелы Гавайской цепи (см. рис. 56). Морган интерпретировал этот факт как указание на то, что 40 миллионов лет тому назад ТО плита изменила направление своего движения, а до этого события она двигалась на север в течение периода примерно от 40 до 80 миллионов лет назад, и при прохождении над гавайской ГТ возник след в виде Императорских подводных гор.

Кинематика движения плит, о чем будет сказано ниже, позволяет выявить лишь относительное движение плит друг относительно друга. Чтобы установить движение литосферных плит относительно мантии, необходимо выявить такую скорость хотя бы для одной плиты. Это

удалось сделать на основе датирования последовательных лавовых излияний африканских ГТ. Исследование показало, что Африканский континент оставался относительно плюмов майтти, над которыми он находится, в стационарном (неподвижном) состоянии на протяжении последних 30 миллионов лет. Отсюда в тектонике плит возникла идея — определять абсолютные движения плит в последние 30 миллионов лет, отсчитывая все движения относительно неподвижной АФ плиты. Если бы АФ плита перемещалась над мантийными плюмами в последние 30 миллионов лет, то действие горячих плюмов было бы менее ярко выражено — смазано и они не смогли бы образовать на поверхности Африканского континента соответствующие вулканические структуры. В связи с этим возникла идея о возможной связи между скоростью движения континентальных участков литосферных плит над мантией и числом ГТ на континентах. Действительно, принимая АФ плиту неподвижной, мы получаем, что Антарктика, Китай и Юго-Восточная Азия (территории, имеющие сравнительно много ГТ) движутся медленно и, наоборот, Северная и Южная Америки, для которых не характерен вулканизм ГТ, движутся быстро.

Следующий пример использования ГТ в тектонике плит связан с историей раскрытия Южной Атлантики. Датирование изверженных пород Африки показало, что до 120 миллионов лет назад (т. е. до развала Гондваны*) наблюдалась активная вулканическая деятельность. Это указывает на то, что Гондвана в то время покоилась относительно мантии. С началом раскрытия Южной Атлантики вулканическая активность в Африке угасла, вместо этого началось активное разрастание океанического дна между Южной Америкой и Африкой, и материк стали расходиться. Этот процесс продолжался 90 миллионов лет. Все это время ГТ Тристан-да-Кунья находилась на оси южной части Срединно-Атлантического хребта (см. рис. 56). Результаты вулканической деятельности этой ГТ запечатлены в виде лавовых следов (подводного вулканического хребта Валвис, соединяющего ГТ с Африканским материком, и вулканического хребта Рио-Граде, лежащего на ЮА плите и соединяющего побережье Бразилии с окрестностями срединного хребта).

*) Гондвана — гигантский южный праматерик, который состоял из Антарктиды и сгруппированных вокруг нее Южной Америки, Африки, Индии и Австралии.

Около 30 миллионов лет назад на Африканском континенте вновь возродилась вулканическая деятельность, и, как мы знаем, континент с тех пор покоится относительно мантии. Однако разрастание дна Южной Атлантики продолжалось с прежней скоростью. Это означает, что 30 миллионов лет назад в силу каких-то причин произошло резкое изменение абсолютной скорости движения АФ плиты. Следовательно, сама южная часть Срединно-Атлантического хребта стала перемещаться на запад со скоростью разрастания океанического дна АФ плиты, а скорость движения ЮА плиты относительно мантии удвоилась. Закрепленная относительно мантии ГТ Тристап-да-Кунья 30 миллионов лет назад сошла с оси разрастающегося хребта и сдвинулась на соответствующее расстояние (несколько сотен километров) в сторону Африканского материка. А хребет Рио-Гранде на ЮА плите оказался «оторванным» от оси разрастания примерно на такое же расстояние. Это показывает, что в тектонике плит положение срединно-океанических хребтов не фиксировано относительно мантии, а в общем случае может систематически смещаться. То же самое относится и к океаническим желобам.

Согласно представлениям новой глобальной тектоники, плиты зарождаются, разрастаются и затем аннигилируют в результате поглощения срединных хребтов в океанических желобах. Те плиты, которые сейчас являются очень маленькими, каких-нибудь 100—150 миллионов лет назад могли быть очень большими, а те, которые сейчас по площади преобладают (например, ТО плита), могли быть очень маленькими или только зародиться. И только привлечение данных наблюдений типа описанных выше и других и их анализ могут в принципе установить структуру палеолитосферных плит или их будущую судьбу. Конечно, нельзя думать, что все ГТ покоятся относительно мантии. Исследование показывает, что группы ГТ различных литосферных плит (если говорить об интервалах времени порядка ~120 миллионов лет) смещаются друг относительно друга. Однако существуют группы ГТ, например африканские ГТ, которые покоились относительно мантии последние 30 миллионов лет, и это позволяет определять абсолютные скорости скольжения литосферных плит по мантии. В действительности это довольно сложный вопрос, и мы к нему вернемся в следующем параграфе, посвященном гидродинамике мантии.

Последний вопрос, на который можно попытаться дать ответ с позиций абсолютных скоростей движения плит, это — в чем причина различия деструктивных границ плит типа активных континентальных окраин и типа островных дуг? Если обратиться к рис. 54, где стрелками показаны скорости движения литосферных плит относительно АФ плиты, то можно высказать предположение, что в случае субдукции быстрой океанической плиты, сталкивающейся с почти покоящимся континентом, образуются границы типа островных дуг, а в случае столкновения быстрой океанической плиты с быстро движущейся навстречу континентальной плитой образуются границы типа активных континентальных окраин.

8.3.4. Трансформные разломы. В тектонике плит трансформные разломы (ТР) играют важную роль, так как они ориентированы по направлению относительного движения (скольжения) смежных плит. Их простирающие однозначно определяет направление движения, и поэтому данные о ТР являются одними из основных при построении глобальных кинематических моделей движения плит. На рис. 57 показано шесть возможных типов

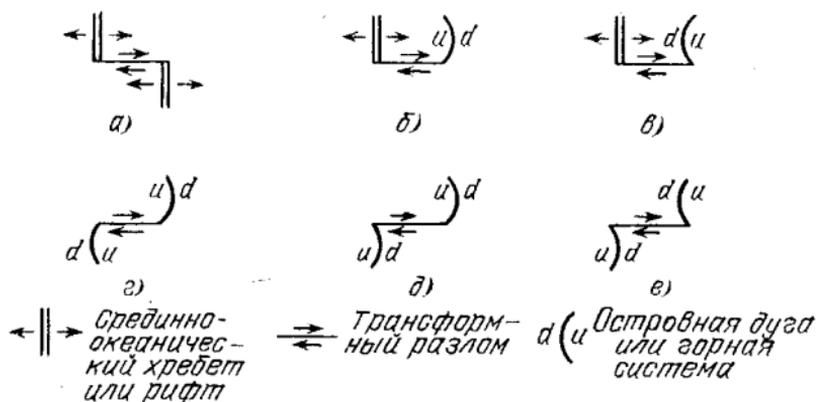


Рис. 57. Диаграмма, иллюстрирующая шесть возможных типов правосторонних трансформных разломов (по Уилсону, 1965): а) тип хребет — хребет; б) тип хребет — вогнутая дуга; в) тип хребет — выпуклая дуга; г) тип вогнутая дуга — вогнутая дуга; д) тип вогнутая дуга — выпуклая дуга; е) тип выпуклая дуга — выпуклая дуга. Следует обратить внимание на то, что направление движения по ТР (случай а) обратное тому, какое требуется для смещения срединно-океанического хребта по сдвигу. Действительно, легко видеть, что если бы хребет не разрастался, а просто был разорван и сдвинут, то смещение было бы обратным показанному на схеме а. d — поддвижение, u — надвижение.

правосторонних трансформных разломов, выделенных Уилсоном. На рис. 58 приведены те же ТР по прошествии некоторого периода их развития. Как видно из рис. 58, ТР типа хребет — хребет и хребет — дуга обладают тем свойством, что на их продолжении вне конст-

руктивной границы остается пассивный след. Отсюда можно сделать важный вывод: активная часть ТР указывает современное направление относительного движения плит, а пассивная часть разлома представляет собой геологическую запись прошлых относительных движений плит. Часто термином «разлом» обозначают как активный ТР, так и его пассивную часть, которая сейсмически не активна. Эти разломы обычно очень четко выражены в рельефе океанического дна. Зоны разломов весьма разнообразны, но в среднем ширина их впадины составляет несколько

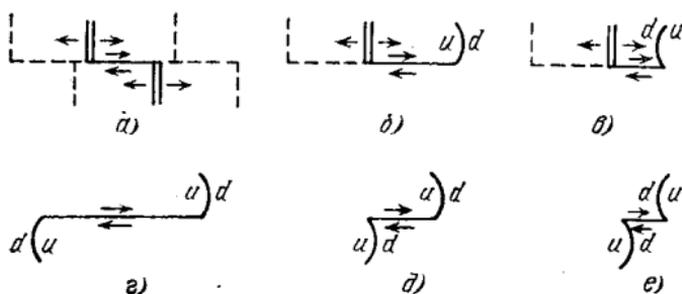


Рис. 58. Диаграмма, иллюстрирующая шесть типов правосторонних трансформных разломов, показанных на рис. 57. после некоторого периода их развития (по Уилсону, 1965). Прерывистыми линиями отмечено прежнее положение разломов, неактивных в настоящее время, но все еще выраженных в рельефе; d — поддвигание, u — надвигание.

километров, иногда ~ 10 км, и имеет глубину в несколько сотен метров. Рельеф пассивных и активных ТР сильно расчленен. Часто на картах срединных хребтов, разорванных ТР, изображают и пассивные разломы, которые секут вкрест простирания полосовые магнитные аномалии. Разрастание океанического дна не всегда направлено перпендикулярно срединным хребтам. Еще в большей степени это относится к погружению (субдукции) литосферной плиты у океанических желобов. Что касается ТР, то они всегда стремятся перестроиться так, чтобы движение по ним представляло чистое скольжение.

Рассмотрим теперь более подробно, следуя Ле Пиннону, Франшто и Боппину, образование пассивных ТР. Для простоты воспользуемся моделью относительного движения плит на плоской Земле (рис. 59). На рис. 59, a ось y направлена вдоль границы плит A и B , а ось x — от плиты A к плите B . Скорость плиты B относительно плиты A вблизи начала координат равна $V_B(V_x, V_y)$. В общем случае $V_y \neq 0$ и разрастание океанического дна происходит под углом к оси хребта. Если $V_x = 0$, то граница между плитами A и B является ТР. Если $V_x > 0$, то гра-

ница является констрuktивной, а при $V_x < 0$ имеет место поглощение литосферы, и граница называется деструктивной. С тем же успехом мы могли бы рассмотреть движение плиты A относительно B . Ясно, что $V_A = -V_B$. Обычно разрастание литосферы происходит симметрично относительно оси хребта, поэтому для наблюдателя, расположенного на границе между плитами A и B , плита A будет отодвигаться со скоростью $-0,5V_B$, а плита B — со скоростью $0,5V_B$. Скорость разрастания каждой из плит,

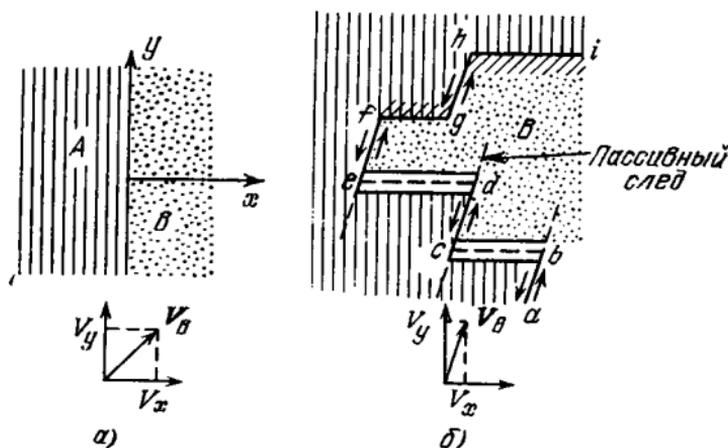


Рис. 59. Относительное движение литосферных плит на плоской Земле и механизм образования пассивных разломов. а) Относительное движение двух плит A и B ; V_B — вектор скорости плиты B относительно A . б) Относительное движение двух плит, разделенных более сложной границей. Штрихи указывают на поглощение поверхности и показаны на поглощаемой плите.

т. е. скорость увеличения их площади, равна $1/2|V_x|$. Реальные хребты имеют тенденцию переориентироваться до тех пор, пока компонента скорости V_y относительного движения плит не обратится в нуль. В настоящее время существуют несколько хребтов, расположенных косо к вектору относительной скорости движения плит (например, хребет Рейкьянес, разделяющий EA и CA плиты, — см. рис. 54). В отличие от осей срединных хребтов линии поглощения плит (глубоководные желоба) обычно ориентированы косо к скорости относительного движения плит.

Обратимся к более сложной границе плит, показанной на рис. 59, б. Обозначим снова скорость плиты B относительно плиты A через V_B . Движение происходит параллельно границам ab , cd , ef и gh , т. е. все эти отрезки являются ТР. Отрезки bc и de являются констрuktивными, а fg и hi — деструктивными границами. Площадь плит A и B вдоль констрuktивных границ наращивается со скоростью $1/2|V_y|$. Плита A поглощается со скоростью

$|V_y|$ вдоль границы fg , а плита B с той же скоростью поглощается вдоль границы hi . Относительно плиты A отрезки bc и de перемещаются со скоростью $1/2 V_B$, а относительно плиты B со скоростью $-1/2 V_B$. В результате на океаническом дне плиты A «точки» c и e прочерчивают следы пассивных ТР, а «точки» b и d оставляют аналогичные следы на плите B .

8.3.5. Кинематика литосферных плит. В основе построения кинематической модели взаимно согласованного движения литосферных плит на сферической Земле лежит теорема, доказанная великим русским математиком Леонардом Эйлером в 1776 г. Согласно теореме Эйлера, любое перемещение жесткой плиты (тела) по поверхности сферы можно осуществить путем ее вращения вокруг фиксированной оси, проходящей через центр сферы. Для описания движения необходимо выбрать систему отсчета. Из школьного курса физики известно, что под системой отсчета понимают систему координат, скрепленную с неподвижными телами, и часы. В тектонике плит всегда рассматривают относительное движение двух плит. Поэтому мы мысленно должны представить себе, что с одной из плит совмещена система координат, а часами служат полосовые магнитные аномалии (геомагнитная шкала), или используются другие методы датирования возраста океанического дна. Соответственно, рассматривая границу смежных плит A и B , скорость плиты A относительно плиты B удобно обозначить через ${}_A V_B$. Эта скорость в каждой точке границы будет своя, и ее величина зависит от расстояния до мгновенной оси вращения. Мгновенная ось относительного вращения плит на сфере может сохранять свое положение в пространстве при постоянной угловой скорости вращения на протяжении нескольких миллионов лет, и этот срок может доходить даже до нескольких десятков миллионов лет. Тем самым мы видим, что для разных конкретных случаев геологическое «мгновение» может быть весьма продолжительным. Если скорость движения плиты A относительно плиты B в точках их границы равна ${}_A V_B$, то совершенно очевидно, что скорость плиты B относительно плиты A в тех же точках равна ${}_B V_A = -{}_A V_B$, т. е. обе скорости равны по величине, но противоположны по знаку. Это, можно сказать, тривиальное заключение.

Большое значение в тектонике плит играют точки, в которых сходятся три плиты,— точки тройного сочленения. Геологические процессы в этих точках будут зави-

сеть от того, какие типы границ в них встретились: рифтовые зоны (Р), желоба (Ж) или трансформные разломы — сдвиги (С). Соответственно тройное сочленение рифт — желоб — сдвиг удобно обозначить через РЖС и т. д. Наиболее часто встречаются тройные сочленения типов РРР и РРС. Читатель сам может определить, с какими тройными сочленениями имеют дело в тектонике плит, если он обратится к рис. 54. Значения относительных скоростей плит A , B , C в точке тройного сочленения удовлетворяют простому условию

$${}_A V_B + {}_B V_C + {}_C V_A = 0, \quad (126)$$

которое означает, что скорость плиты A относительно плиты B в этой точке равна нулю. Формула (126) используется для контроля за внутренней согласованностью глобальных кинематических моделей тектоники плит.

Согласно теореме Эйлера, любое перемещение абсолютно жесткой плиты на сфере из некоторого начального положения в некоторое конечное положение можно осуществить путем ее поворота на некоторый угол вокруг мгновенной оси вращения — прямой, проходящей через центр сферы. Ось вращения пересекает поверхность сферы в двух точках — полюсах вращения, или эйлеровых полюсах. Дуги больших кругов, проходящих через эйлеровы полюса, называются эйлеровыми меридианами, а секущие их вкрест долготные круги — эйлеровыми параллелями. Таким образом, если известен полюс вращения плиты (точка P на рис. 60, a), то радиус окружности, описываемой рассматриваемой точкой K вокруг мгновенной оси вращения OP , равен $R \sin \Delta$, где R — радиус Земли и Δ — угловое расстояние между K и P по дуге большого круга. Через ω обозначают угловую скорость вращения плиты относительно мгновенной оси вращения. Ее обычно измеряют или в град/год, или в см/год. Учитывая, что на Земле 1° дуги соответствует 111 км, получаем $1 \text{ град/год} = 1,11 \cdot 10^7 \text{ см/год}$. Угловая ω и линейная V скорости связаны простым соотношением

$$V = 0,01745 R \omega \sin \Delta, \quad (127)$$

где численный коэффициент подобран так, что V получается в см/год при ω в град/год, $R = 6,371 \cdot 10^8 \text{ см}$ — радиус Земли, Δ — угловое расстояние между точкой наблюдения и полюсом вращения. На рис. 60, b приведено одно из первых сопоставлений формулы (127) с данными наблюдений, выполненное Морганом в его классиче-

ской работе 1968 г. Формула (127) показывает, каким путем в тектонике плит можно установить мгновенную (в геологическом смысле) угловую скорость относительного движения двух смежных плит. Для этого достаточно определить значение линейной скорости относительного движения V в какой-либо точке и угловое расстояние этой точки от полюса вращения. Сам полюс вращения можно определить, если в двух точках a и b границы

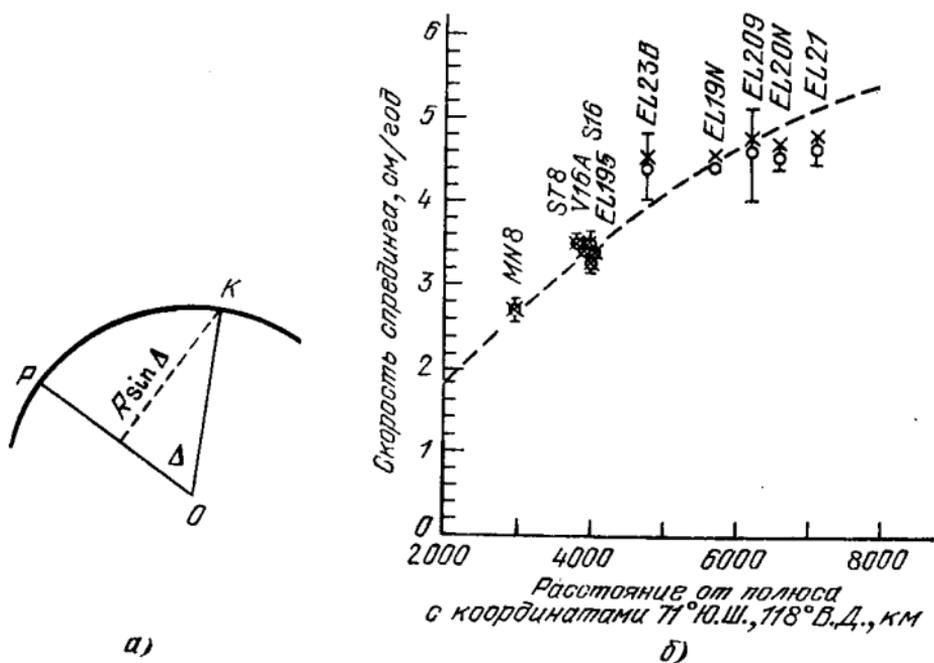


Рис. 60. Сопоставление скоростей спрединга в Тихоокеанско-Антарктическом хребте со скоростями спрединга модели, рассчитанной для полюса, находящегося в точке с координатами 71° ю. ш., 118° в. д., при $V_{\max} = 5,7$ см/год (прерывистая линия). Слева показано геометрическое построение для определения скорости в точке K , находящейся на угловом расстоянии Δ от полюса вращения P . Кружки и крестики — скорости спрединга по данным наблюдений (Морган, 1968).

плит A и B (рис. 61, I) задано направление относительного вращения плит. Эти направления обычно отсчитываются от географических меридианов, и соответствующие углы называются азимутами. На рис. 61, I азимуты в точках a и b обозначены через α_1 и α_2 . Легко видеть, что отрезки дуги большого круга, соединяющие полюс вращения O плит с точками a и b , будут перпендикулярны к направлениям относительного движения в этих точках.

Это обстоятельство и положено в основу определения на сфере географических координат полюса вращения. Направление относительного вращения плит фиксируется ТР или просто разломами, поэтому хорошо закартирован-

ные разломы позволяют определять географические координаты полюсов относительного вращения плит. Во втором методе определения направлений относительного вращения плит используются данные сейсмологии о механизмах очагов землетрясений (см. § 1.4). Направление вектора подвижки в очагах землетрясений на ТР и определяет искомое направление движения плит.

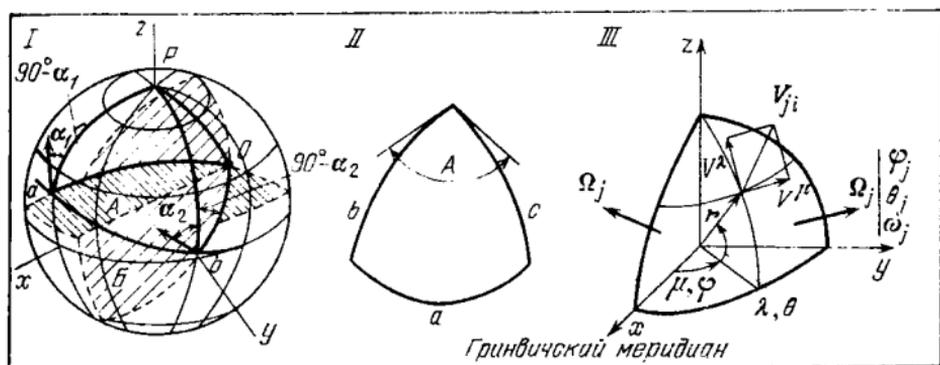


Рис. 61. Системы координат, используемые для расчета параметров относительного вращения плит. I — определение полюса вращения по направлениям движения (P — северный полюс Земли; O — полюс вращения плит A и B; x, y, z — координатные оси, проходящие через центр и полюса вращения Земли); II — сферический треугольник; III — разложение векторов относительной скорости V_{ji} и Ω_j на составляющие.

Используемая в тектонике плит система координат показана на рис. 61, III. Наряду с географической системой координат там показаны декартовы координаты — ось x проходит через Гринвичский меридиан, ось y в направлении с запада на восток и ось z направлена вдоль оси вращения Земли к северному полюсу. Долгота отсчитывается от Гринвичского меридиана к западу и востоку. Вектор мгновенной угловой скорости относительного вращения j-й пары плит определяется тремя числами $\Omega_j = \{\varphi_j, \theta_j, \omega_j\}$ — долготой φ_j , широтой θ_j и абсолютной величиной ω_j .

Угловое расстояние Δ в (127) между j-м полюсом вращения $(\varphi_j, \tilde{\theta}_j)$ и точкой с географическими координатами $(\varphi, \tilde{\theta})$, расположенной на одной из двух рассматриваемых плит, можно рассчитать по формуле

$$\cos \Delta = \sin \tilde{\theta} \sin \tilde{\theta}_j (\cos \varphi \cos \varphi_j + \sin \varphi \sin \varphi_j) + \cos \tilde{\theta} \cos \tilde{\theta}_j, \quad (128)$$

где $\tilde{\theta} = \pi/2 - \theta$ — полярное расстояние, θ — широта. Эту формулу легко получить, если образовать скалярное про-

изведение двух радиусов-векторов, направленных в полюс вращения плиты и рассматриваемую точку. Формулы (127) и (128) позволяют элементарным путем рассчитать линейную скорость относительного движения для произвольной точки двух рассматриваемых плит.

Как построение модели внутреннего строения Земли является центральной задачей физики Земли, так и построение мгновенной, современной кинематической модели движения литосферных плит занимает центральное место в тектонике плит.

Построение эффективной глобальной кинематической модели начинается с ее параметризации — выбора минимального числа литосферных плит, относительные движения которых могут достаточно точно описать движения земной поверхности. Эту проблему следует отличать от вопроса, сколько плит в настоящее время существует на поверхности Земли. На последний вопрос, видимо, невозможно дать удовлетворительного ответа, так как все зависит от критериев, принятых для минимального размера плит и минимального относительного движения на границах плит, от детальности региональных построений и т. п. Поэтому, когда говорят о параметризации модели, то под этим понимают выбор минимального числа плит, необходимого для построения удовлетворительной глобальной модели. В действительности литосфера разбита на значительно большее число плит. Ниже будут приведены параметры одной из лучших современных глобальных моделей, построенной американскими геофизиками Минстером и Джорданом в 1978 г. В их модели литосфера разбита на 11 главных плит, перечисленных в начале § 8.3.3.

При решении региональных геологических задач главные плиты иногда бывает необходимо разбить на несколько самостоятельных частей. Так, на рис. 54 обозначена Филиппинская плита и микроплита Горда (на западной окраине СА плиты), которые в модели Минстера и Джордана не выделены в главные плиты. При рассмотрении сложных геологических регионов, например Средиземноморья, число добавочных микроплит, необходимых для удовлетворительного описания кинематики земной поверхности, может достигать до 15. В глобальных построениях движения в сложных геологических регионах, которые по площади составляют лишь небольшую долю земной поверхности, описывается лишь в среднем. В этом смысле глобальные модели тектоники плит похожи на со-

временные модели Земли (§ 7.3), которые также дают усредненные параметры горизонтально-неоднородных слоев земных недр.

Минстер и Джордан обозначили свою мгновенную кинематическую модель 1978 г. RM2 (Relative Motion 2 — модель относительного движения 2) в отличие от их широко известной модели 1974 г. — RM1. При определении географических координат полюсов вращения и угловых скоростей относительного движения плит был использован следующий набор данных: 110 значений скоростей разрастания океанического дна, 78 азимутов ТР, указывающих направления относительного движения плит, и 142 значения вектора подвижки, определенные по механизмам очагов землетрясений на ТР. Скорости находились с помощью геомагнитной хронологической шкалы, причем интервал времени, по которому производилось усреднение, не превосходил 3 миллионов лет. Таким образом, в модели RM2 геологическое мгновение имеет длительность ~ 3 миллионов лет, что заметно меньше, чем интервал времени, по которому производилось усреднение в модели RM1 (5—10 миллионов лет). Данные об относительном движении плит относились лишь к таким парам, в которые входила по крайней мере одна океаническая плита.

Для определения средних параметров полюсов вращения и угловых скоростей использовался метод наименьших квадратов. В методе наименьших квадратов составляют разности теоретических значений относительных скоростей (или направлений относительного движения в конкретных точках) и соответствующих наблюдаемых значений. Образуются квадраты этих разностей, которые затем суммируют. В результате получается сумма, содержащая 330 членов (по числу используемых данных наблюдений). Решение задачи подбирается так, чтобы указанная выше сумма имела абсолютный минимум. В результате так была получена модель RM2, дающая значения координат полюсов вращения и угловых скоростей. Таким образом, построение мгновенной кинематической модели движения литосферных плит требует отбора наилучших — наиболее надежных данных наблюдений и затем решения громоздкой вариационной задачи на определение минимума суммы квадратов. Параметры модели RM2 приведены в табл. 12. Модель RM2 полностью описывает относительные движения плит, что дает основу для построения палеокинематических реконструкций и

рассмотрения геологических процессов, наиболее активно происходящих в зонах границ плит. Этой теме посвящено большое число публикаций, и она лежит вне рамок данной книги.

Таблица 12

Мгновенная глобальная кинематическая модель движения литосферных плит RM2

Пары плит	Вектор относительного вращения ¹⁾					
	θ , град	σ_{θ} , град	φ , град	σ_{φ} , град	ω , град/ /млн. лет	σ_{ω} , град/ /млн. лет
СА—ТО	48,77	1,10	-73,91	1,94	0,852	0,025
КО—ТО	38,72	0,89	-107,39	1,01	2,208	0,070
Н—ТО	56,64	1,89	-87,88	1,81	1,539	0,029
ЕА—ТО	60,64	1,04	-78,92	3,04	0,977	0,027
И—ТО	60,71	0,77	-5,79	1,83	1,246	0,023
АН—ТО	64,67	0,90	-80,23	2,32	0,964	0,014
КО—СА	29,80	1,06	-121,28	2,07	1,489	0,070
АФ—СА	80,43	1,57	56,36	35,29	0,258	0,019
ЕА—СА	65,85	6,17	132,44	5,06	0,231	0,015
КА—КА	-33,83	9,19	-70,48	2,76	2,219	0,052
КО—КА	23,60	1,48	-115,55	2,26	1,543	0,084
Н—КА	47,30	5,37	-97,57	4,57	0,711	0,056
КО—И	5,63	1,40	-124,40	2,61	0,972	0,065
СА—ЮА	25,57	7,12	-53,82	6,22	0,167	0,029
КА—ЮА	73,51	11,75	60,84	48,86	0,202	0,038
Н—ЮА	59,08	3,76	-94,75	3,73	0,835	0,034
АФ—ЮА	66,56	2,83	-37,29	2,65	0,356	0,010
АН—ЮА	87,69	1,30	75,20	79,29	0,302	0,018
И—АФ	17,27	0,97	46,02	1,06	0,644	0,014
АР—АФ	30,82	3,44	6,43	11,48	0,260	0,047
АФ—ЕА	25—23	4,25	-21,19	0,98	0,104	0,036
И—ЕА	19,71	1,40	38,46	2,66	0,698	0,024
АР—ЕА	29—82	2,53	-1,64	9,57	0,357	0,054
И—АР	7,08	2,15	63,86	2,30	0,469	0,066
Н—АН	43,21	4,50	-95,02	3,28	0,605	0,039
АФ—АН	9,46	3,77	-41,70	3,55	0,149	0,009
И—АН	18,67	1,16	32,74	1,41	0,673	0,011

¹⁾ Плита, указанная первой, вращается относительно второй плиты против часовой стрелки. Приведены также средние квадратические ошибки определения σ_{θ} , σ_{φ} , σ_{ω} (θ — северная широта, φ — восточная долгота, знак «минус» указывает на южную широту и западную долготу).

Перейдем теперь к проблеме определения абсолютных скоростей плит. Для этого необходимо выбрать систему отсчета, которая была бы связана с «неподвижными» глубинными зонами мантии. Эти зоны следует считать не

подвижными — если там и происходят движения, то они значительно более медленные, чем движения литосферных плит. Если наружную оболочку Земли, состоящую из литосферы и астеносферы, назвать тектоносферой, то подстилающую ее оболочку можно назвать мезосферой. Минстер и Джордан предложили поместить систему координат для изучения абсолютных движений плит в мезосферу и назвали ее средней мезосферной системой отсчета. Выше несколько раз отмечалось, что с указанной системой отсчета связаны горячие точки. Чтобы исключить небольшие относительные смещения ГТ друг относительно друга, которые могут накапливаться на протяжении больших интервалов времени, абсолютные скорости плит определялись по средним скоростям миграции ГТ только для последних 10 миллионов лет. Для определения средней абсолютной скорости использовались следы, прочерчиваемые девятью ГТ (направление определялось азимутами этих следов), и для пяти ГТ были определены скорости их миграции. Этот набор данных совместно с моделью RM2 был использован для определения абсолютных скоростей плит. Полученная модель была названа AM1-2 (Absolute Motion model) (табл. 13). Она оказалась

Т а б л и ц а 13

Модель абсолютных скоростей плит AM1-2

Плита	Вектор абсолютного вращения					
	θ , град	σ_{θ} , град	φ , град	σ_{φ} , град	ω , град/ млн. лет	σ_{ω} , град/ млн. лет
ДФ	18,76	33,93	-21,76	42,20	0,139	0,055
ЛП	21,85	91,81	75,55	63,20	0,054	0,091
АР	27,29	12,40	-3,94	18,22	0,388	0,067
БА	-42,80	39,20	66,75	40,98	0,129	0,104
КО	21,89	3,08	-115,71	2,81	1,422	0,119
ЕА	0,70	124,35	-23,19	146,67	0,038	0,057
П	19,23	6,96	35,64	6,57	0,716	0,076
Н	47,99	9,36	-93,81	8,14	0,585	0,097
СА	-58,31	16,21	-40,67	39,62	0,247	0,080
ТО	-61,66	5,11	97,19	7,71	0,967	0,085
ЮА	-82,28	19,27	75,67	85,88	0,285	0,084

Обозначения те же, что в табл. 12.

самосогласованной, т. е. описывает весь набор данных непротиворечивым образом. Это позволило Минстеру и Джордану сделать вывод о том, что гипотеза Уилсона —

Моргана о неподвижности плюмов относительно мантии подтверждается.

Однако, если обратиться к табл. 13, то легко видеть, что в АМ1-2 средние квадратические ошибки абсолютных значений угловой скорости вращения малы лишь для быстро движущихся плит, таких как ТО, И, КО, а для медленно движущихся плит ЕА и АН ошибка σ_{ω} заметно превосходит само значение абсолютной угловой скорости ω ; следовательно, метод ГТ не позволяет определить абсолютные скорости медленно движущихся плит. Этот вывод следует понимать так: абсолютные значения скоростей для ряда плит малы и в линейной мере составляют ~ 1 см/год и меньше; имеющиеся данные не позволяют определить ни величины этих скоростей, ни их направления. Еще раз подчеркнем, что последнее заключение относится лишь к абсолютным скоростям. Относительные скорости плит (табл. 12) в модели RM2 определены достаточно уверенно. Модель АМ1-2 дает хотя и малую, но не равную нулю абсолютную скорость движения АФ плиты, что как бы противоречит гипотезе Бурке — Уилсона о неподвижности АФ плиты. В связи с этими неопределенностями Мипстер и Джордан построили еще три модели абсолютных движений плит на основе других критериев: 1) отсутствие вращения литосферы как целого относительно мантии — модель АМ0-2, 2) наилучшего согласия с набором данных для ГТ — модель АМ1-2 (табл. 13), 3) неподвижности АФ плиты, 4) неподвижности КА плиты. Гипотеза 4) исходит из того, что глубоководные желоба если и движутся относительно мантии, то их скорости малы и КА плита удерживается неподвижной глубоководными желобами, образующими две границы этой плиты.

Данные для ТО плиты по всем четырем моделям сведены в табл. 14. Авторы отдают предпочтение модели АМ1-2, хотя, как они замечают, если сделать предположение о том, что покоится относительно мантии АН или ЕА плита, то получатся модели, практически эквивалентные АМ1-2. В целом можно сказать, что абсолютные скорости быстро движущихся плит определяются с точностью до 10—20%, а абсолютные скорости медленно движущихся плит определить не удается.

Определение абсолютных скоростей плит позволило подтвердить следующие правила: 1) наблюдается антикорреляция скоростей плит с величиной площади континентальной части, т. е. чем большая относительная доля

площади плиты занята континентом, тем меньше ее скорость; 2) скорости плит коррелируют с относительной протяженностью границ субдукции, т. е. чем больше относительная длина границ поглощения плит, тем больше их скорость; 3) скорости плит коррелируют с величиной

Т а б л и ц а 14

Модели абсолютных скоростей плит

Модель	Кинематическое условие	Вектор абсолютного вращения ТО плиты		
		координаты		φ, град/ млн. лет
		θ, ю. ш.	φ, в. д.	
AM0-2	Отсутствует вращение литосферы как целого	62,93°	111,50°	0,736
AM1-2	Наилучшее согласно с данными по ГТ	61,66	97,19	0,967
AM2-2	Фиксирована АФ плита	59,15	109,60	1,043
AM3-3	Фиксирована КА плита	63,52	104,45	0,853

среднего полярного расстояния плиты ($\pi/2 - \theta$), т. е. плиты, расположенные в полярных зонах, движутся медленно, а плиты, расположенные в экваториальной области, движутся быстро.

8.4. Механизмы тектоники плит

8.4.1. Данные наблюдений. Модель Эльзасера. О конвекции в мантии, которая приводит в движение литосферные плиты и, соответственно, определяет тектонику Земли, имеется очень мало прямых свидетельств. В самом начале этой главы мы отмечали, что без наблюдательных данных об океаническом дне было бы совершенно немыслимо создание тектоники плит. Не в меньшей степени это относится к поиску движущего механизма тектоники плит. Без рассмотрения всех имеющихся признаков течений в мантии трудно рассчитывать на то, что кому-нибудь просто удастся угадать этот механизм. Действительно, наиболее естественная идея, которой придерживались ведущие специалисты по тектонике плит в первые годы после ее создания, заключалась в том, что жесткие литосферные плиты увлекаются мантийскими течениями. Теперь, как мы увидим, все склоняется к тому, что движение литосферы, которое является

частью крупномасштабной конвекции в верхней мантии, увлекает за счет сил вязкого трения подстилающую ее астеносферу. Таким образом, не астеносферный поток тянет литосферные плиты, а наоборот, литосферные плиты приводят в движение вязкую астеносферу и испытывают со стороны последней силу торможения.

Суммируем данные наблюдений, которые могут нам помочь, хотя бы качественно, установить характер реальных течений в мантии Земли и соответственно правильно ориентироваться в выборе механизма тектоники плит. Прямым указанием на то, что в мантии Земли имеются течения, является рождение литосферы в рифтовых зонах срединно-океанических хребтов и ее уничтожение — погружение в мантию в местах глубоководных желобов. Полезные заключения можно сделать, проводя различные корреляции параметров плит. Три таких правила были сформулированы в конце предыдущего параграфа. Очень наглядно корреляция между средней скоростью плит (скоростью, осредненной по площади плит) и долей границ субдукции в общей протяженности границы плит видна на схеме, построенной Форсайтом и Уедой в 1975 г. (рис. 62). Плиты Кокос, Тихоокеанская, Наска, Филиппинская и Индийская имеют протяженные границы, где они погружаются в мантию, и их средние скорости велики ~ 6 — 9 см/год, а средние скорости остальных плит в большинстве случаев меньше 2 см/год.

Быстрые плиты Наска, Кокос и Тихоокеанская отличаются в основном по своей площади. Отсюда можно сделать вывод, что если бы сцепление литосфер этих плит с астеносферой мантии было главной движущей силой в тектонике плит, то Тихоокеанская плита должна была бы двигаться или заметно быстрее, или заметно медленнее плит Наска и Кокос. В первом случае можно было бы предположить, что астеносферное течение приводит в движение плиты, т. е. их волочит, а во втором — что вязкое торможение литосферы об астеносферу является основной силой сопротивления в тектонике плит. Отсутствие корреляции скоростей этих плит с размерами их площади означает, что взаимодействие океанической литосферы с астеносферой не принадлежит к числу основных, определяющих взаимодействий в тектонике плит.

Далее, мы видим, (рис. 62), что плиты, содержащие крупные континентальные регионы, движутся медленно. Отсюда на первый взгляд можно было бы заключить, что плиты с мощной литосферой испытывают сильное тормо-

женне при своем движении. Однако Индийская плита, которая несет на себе крупные континентальные блоки (Индию, Австралию) и имеет длинный желоб (Яванский), движется быстро. Отсюда Форсайт и Уеда сделали вывод, что главный фактор, определяющий скорость движения плиты, это наличие или отсутствие крупного, погружающегося в мантию блока, а не наличие или отсутствие континентов. Так постепенно сформировалась идея о том,

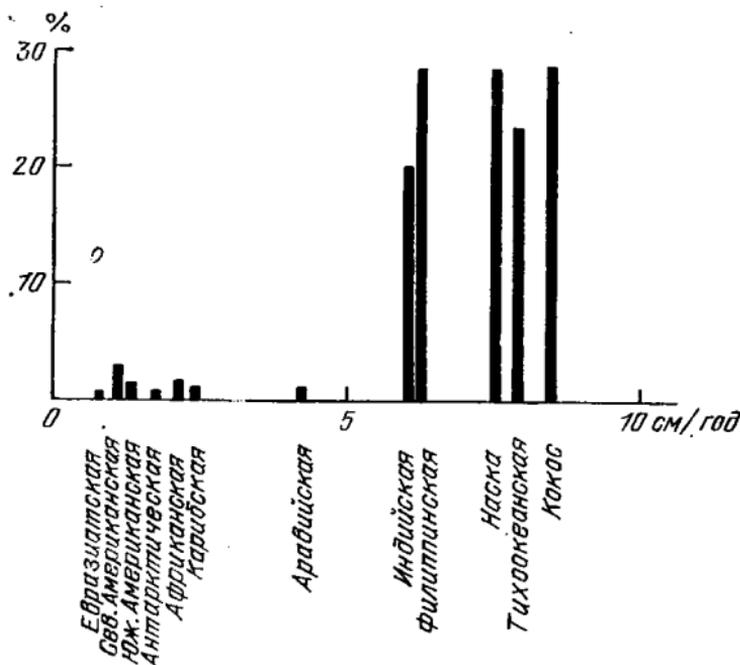


Рис. 62. Доля периметра плиты, приходящаяся на границы субдукции (в %), в сравнении со средней абсолютной скоростью плит (см/год).

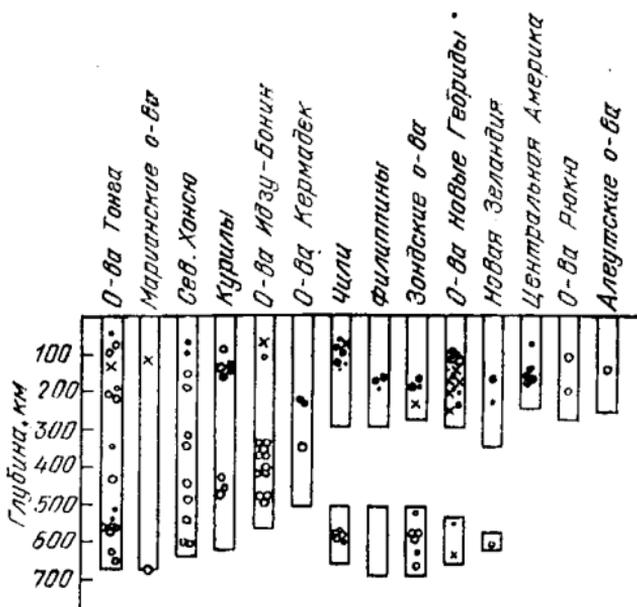
что главной движущей силой в тектонике плит является сила тяги холодного, тяжелого, погружающегося в мантию литосферного блока. Плиты же, которые не скреплены с такими тонущими блоками, играют сравнительно пассивную роль, они расталкиваются быстрыми плитами, и скорости их относительно мантии малы.

Форсайт и Уеда исследовали также корреляцию между скоростями движения плит и другими геометрическими факторами, такими как площадь плиты, площадь ее континентальной части, общая длина хребтов, длина трансформных разломов и длина границ, проходящих по надвинутому борту желобов (т. е. границ плит, у которых поглощается сталкивающаяся с ними быстрая плита). Было установлено, что скорость плохо коррелирует со всеми этими параметрами, за исключением площади континентальной части плиты, о чем уже говорилось.

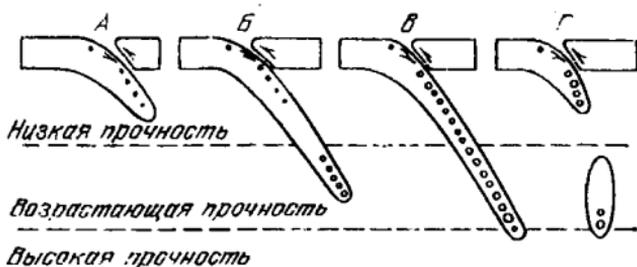
Посмотрим теперь, какие выводы можно сделать из данных о механизмах очага и их распределении в холодных литосферных блоках, погружающихся в мантию. Здесь опять-таки реальные факты оказались в противоречии с ожиданиями геофизиков. Ожидалось, что в результате встречного движения континентальной и океанической плит погружающийся блок будет находиться в состоянии сжатия. Оси сжимающих напряжений, определенные по механизмам очагов землетрясений, должны были лежать в горизонтальных плоскостях, параллельных поверхности. На практике оси сжатия оказались ориентированными по падению, т. е. параллельно поверхности погружающегося блока. Более того, иногда вдоль сейсмической плоскости плиты оказывались ориентированными оси растяжения.

Правильную интерпретацию этих результатов, схематически показанных на рис. 63, с позиций тектоники плит дали в 1969 г. американские сейсмологи Айзекс и Моллар. Они предположили, что слой мантии от подошвы литосферы до глубины ~ 700 км можно разделить по прочности на две зоны: 1) до глубины $\sim 300-400$ км расположена зона низкой прочности — астеносфера: растягивающие напряжения, направленные вдоль оси погружающегося блока, не встречаются глубже этой зоны; 2) на глубинах $\sim 400-700$ км расположена зона возрастающей прочности от низкой до высокой; на этих глубинах имеются сжимающие напряжения, или наблюдается перерыв в сейсмичности. Глубже 700 км расположена зона высокой прочности. Погружающийся литосферный блок на глубинах ~ 700 км встречает очень сильное сопротивление, что приводит к сжимающим напряжениям во всем блоке (схема В на рис. 63, б). При меньшей глубине погружения, скажем ~ 500 км, сопротивление блоку может быть недостаточным, чтобы сжать его вдоль сейсмической плоскости на всем протяжении. В результате торцевая часть блока испытывает сжатие, а часть, расположенная ближе к поверхности, находится в состоянии растяжения (схема В на рис. 63, б). Если блок погружен только в астеносферу, т. е. при своем опускании он не встречает достаточного сопротивления, то он может находиться в состоянии растяжения (схема А на рис. 63, б). Перерыв в сейсмичности можно объяснить тем, что нижняя часть блока отделилась от верхней (схема Г на рис. 63, б). Объяснение результатов, показанных на рис. 63, станет еще более естественным, если учесть тот

факт, что отрицательная сила плавучести погружающегося холодного литосферного блока, видимо, является основной движущей силой в тектонике плит.



а)



б)

Рис. 63. а) Тип напряжений, ориентированных по падению сейсмической зоны, как функция глубины для 14 различных районов. Черными кружками обозначено растягивающее напряжение, светлыми — сжимающее; крестиками обозначены случаи, когда ориентация напряжений не отвечает ни тому, ни другому виду. Маленькими кружками показаны напряжения, ориентация которых определена неточно; прямоугольниками — приблизительно распределение очагов землетрясений в зависимости от глубины (показана максимальная глубина и наличие промежутков между отдельными скоплениями очагов). б) Схемы возможного распределения напряжений в блоках литосферы, погружающихся в астеносферу (А) и упирающихся в ее основание (Б и В). На схеме Г показаны блок литосферы и оторвавшийся от него кусок. Обозначения для различных видов напряжений те же, что и на рис. а. На схемах Б и Г показаны предполагаемые промежутки между скоплениями очагов. Показаны также направление подвига и растягивающие напряжения, возникающие в верхней части блока вследствие его изгибания под желобом. Данные получены путем анализа механизмов мелкофокусных землетрясений (дальнейшие пояснения см. в тексте).

Аргументация Айзекса и Молнара была усилена в 1979 г. американским геофизиком Фрэнком Рихтером. Рихтер рассмотрел не только механизмы очагов земле-

трясений в плите, погружающейся в мантию в районе желоба Тонга — Кермадек, но и распределение выделяемой сейсмической энергии в этой плите по глубине. Оказалось, что наибольшее выделение сейсмической энергии наблюдается на глубинах 500—700 км. Рихтер интерпретировал этот результат как указание на то, что погружающийся блок встречает на глубине ~ 700 км непреодолимый барьер. Если бы прекращение сейсмичности на глубинах ~ 700 км было обусловлено тем, что погружающаяся литосфера размягчается за счет разогревания по мере своего погружения в горячую мантию, то выделение сейсмической энергии к предельной глубине ~ 700 км должно было бы равномерно снижаться, а не иметь максимум в зоне 500—700 км. Тем самым мы видим, что крупномасштабная мантийная конвекция, частью которой является рождающаяся у срединных хребтов литосфера, которая затем у желобов погружается в мантию, не проникает в нижнюю мантию (глубже ~ 700 км) и циркулирует в паружном слое мощностью ~ 700 км. Погружающийся литосферный блок, достигнув глубины ~ 700 км, должен уходить в сторону, с тем чтобы замкнуть «течение» литосферы в мантии, а на его место должна упасть очередная порция достаточно холодного литосферного материала, способного обнаруживать сейсмичность.

К нарисованной выше картине циркуляции литосферного «потока» в верхней мантии близка модель конвек-

тивных течений, предложенная в 1971 г. известным американским геофизиком Эльзассером (рис. 64). В этой модели жесткая литосферная плита движется по вязкой астеносфере. «Тянет» плиту ее блок, погружающийся в верхнюю мантию. Закон сохранения массы требует существования в мантии обратных потоков. Эти потоки показаны на рис. 64 стрелками,

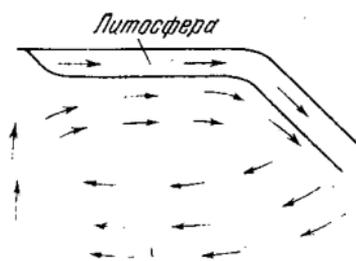


Рис. 64. Модель Эльзассера конвекции в верхней мантии.

пущими от погружающегося конца литосферы к истокам срединно-океанических хребтов. Модель Эльзассера еще не означает, что нам удалось найти механизм тектоники плит. Эта модель дает естественное описание данных наблюдений, но она совершенно не вскрывает физических причин мантийных течений. Прежде чем продолжить изложение, рассмотрим вопрос об источниках энергии в недрах Земли, так как в конечном счете именно их величина

и распределение в значительной мере определяют характер течений в мантии.

8.4.2. Источники энергии и их распределение. Эволюционная геохимическая модель. Вопрос об источниках энергии и их распределении в недрах Земли частично затрагивался в гл. 5, посвященной геотермике. Изложенные там основные понятия классической геотермики сложились в эпоху, предшествовавшую тектонике плит, когда еще не была осознана роль гидродинамического переноса тепла (конвекции) в недрах Земли. Эти представления, рассуждения и оценки интересны и теперь, но, занимаясь проблемой механизма тектоники плит, нам необходимо приступить к их ревизии и более глубокому анализу проблемы, чем это было сделано в пятой главе.

Прежде всего сейчас поставлено под сомнение то, что Земля находится в стационарном состоянии и ее теплопотеря компенсируется радиоактивным тепловыделением. Теплопотеря Земли, отнесенная к ее массе, близка к тепловыделению на грамм в углистых хондритах (см. конец гл. 5), однако из этого факта совсем не следует, что тепловыделение в Земле и хондритах одинаково. Дело в том, что углистые хондриты образовывались из первичного газопылевого облака в поясе астероидов на расстоянии, в 2,7 раза большем от Солнца, чем наша планета и ее естественный спутник Луна. В зоне формирования Земли и Луны температуры были заметно выше, чем в поясе астероидов, поэтому оба космических тела потеряли заметное количество летучих элементов по сравнению с углистыми хондритами. Сейчас выяснено, что из трех важнейших радиоактивных элементов U, Th и K Земля и Луна обеднены K по сравнению с углистыми хондритами. Все имеющиеся данные для Земли подтверждают оценку отношения по массе $K/U \sim 1 \cdot 10^4$, полученную еще в 1964 г. Вассербургом, Макдональдом, Хойлом и Фаулером. В углистых хондритах это отношение составляет $K/U \geq 2 \cdot 10^4$, а для Луны оно на порядок меньше. Отношение $Th/U \sim 4$ для всех трех систем — хондритов, Земли и Луны — примерно одинаково.

Далее, при сравнении тепловыделения на единицу массы в Земле с тепловыделением в хондритах следует принимать во внимание ряд обстоятельств. Во-первых, Земля является большим телом. При своем образовании и при дифференциации на силикатную мантию и железное ядро (см. конец гл. 5) она могла разогреться на

(2—3) · 10⁹ К, и это начальное тепло до сих пор может давать определенный вклад в тепловой поток Земли. Далее, в § 7.7 было установлено, что поток тепла из жидкого адиабатического ядра в мантию составляет не менее 1/7 части полного теплового потока Земли. Такой поток из ядра в мантию на протяжении последних 4,5 · 10⁹ лет мог поддерживаться за счет энергии кристаллизации внутреннего ядра. Следовательно, если в конвективной Земле время выноса тепла из недр наружу мало, скажем ~2 · 10⁸ лет, т. е. порядка времени жизни океанической литосферы, то уже из этого факта вытекало бы, что выделение радиогенного тепла в Земле на единицу массы меньше, чем удельная теплопотеря Земли. Далее, если время тепловой релаксации Земли велико, скажем больше (1—2) · 10⁹ лет, то в настоящее время мы наблюдаем тепловой поток, который выносит радиогенное тепло, выделившееся несколько миллиардов лет тому назад, когда радиоактивное тепловыделение в недрах Земли было заметно больше современного. На все только что поднятые вопросы трудно дать однозначный ответ. Однако без обсуждения этих вопросов вряд ли можно продвинуться в понимании механизма тектоники плит.

Важные указания по интересующей нас теме были получены О'Нинсом, Ивсенсом и Гампльтоном в 1979 г. при геохимических моделированиях процессов дифференциации мантии и роста земной коры. Прежде всего, большой материал, накопленный по радиоактивному датированию горных пород материков, показывает, что образование континентальной коры происходило в среднем постепенно по крайней мере на протяжении последних 3,8 · 10⁹ лет (возраст древнейших горных пород). Эволюционная геохимическая модель строится по данным о дочерних продуктах радиоактивных изотопов ⁴⁰K, ⁸⁷Rb, ¹⁴⁷Sm, ²³²Th, ²³⁵U и ²³⁸U, которыми соответственно являются ⁴⁰Ar, ⁸⁷Sr, ¹⁴³Nd, ²⁰⁸Pb, ²⁰⁷Pb и ²⁰⁶Pb. В настоящее время имеется много данных о распределении этих изотопов в земной коре и атмосфере. Данные по метеоритам и базальтам позволяют судить о первичном составе Земли и составе мантии, из которой выплавляются базальты. Модель строится так, чтобы удовлетворить наблюдаемым отношениям изотопов ⁴⁰Ar/³⁶Ar, ⁸⁷Sr/⁸⁶Sr, ¹⁴³Nd/¹⁴⁴Nd, ²⁰⁸Pb/²⁰⁴Pb, ²⁰⁷Pb/²⁰⁴Pb и ²⁰⁶Pb/²⁰⁴Pb в земной коре, атмосфере и мантии.

Считается, что Земля образовалась 4,55 · 10⁹ лет тому назад с химически однородной силикатной компонентой.

С этого момента из первичного спликатного резервуара, который кратко называется мантией (M), начал формироваться внешний 50-километровый слой Земли (кратко — резервуар L) за счет постепенного поступления в него из M радиоактивных нуклидов и сопровождающих их близких по физико-химическим свойствам элементов, которые легче растворяются в породах земной коры, чем в ультраосновных спликатах мантии. В современную эпоху L включает всю континентальную и океаническую кору, которые по массе в этом слое составляют примерно 30%. Эволюционная модель основана на уравнениях баланса (скорости изменения) для каждой компоненты i в резервуарах L и M . Эти уравнения аналогичны основному уравнению радиоактивного распада (112). Так, если обозначить через n_i^L число молей i -го компонента в коровом резервуаре, то скорость изменения n_i^L подчиняется дифференциальному уравнению первого порядка

$$\frac{dn_i^L}{dt} = \alpha(t) n_i^M - \beta(t) n_i^L, \quad (129)$$

где t — время, n_i^M — число молей i -й компоненты в мантии (M), а $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ — коэффициенты переноса i -й компоненты из M в L и из L в M соответственно. В случае, если имеет место радиоактивный распад, например $^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}$, (129) принимает вид

$$\frac{d^{87}\text{Sr}^L}{dt} = \alpha(t) ^{87}\text{Sr}^M - \beta(t) ^{87}\text{Sr}^L - \lambda^{87}\text{Rb}^L, \quad (130)$$

Уравнение (130) означает, что скорость изменения числа молей изотопа $^{87}\text{Sr}^L$ в коре пропорциональна числу молей этого изотопа в мантии (M) $^{87}\text{Sr}^M$ (т. е. $^{87}\text{Sr}^L$ в коре растет за счет выноса туда из мантии изотопа $^{87}\text{Sr}^M$ в процессе непрерывного роста континентального сегмента Земли) и уменьшается [знак минус в (130)] пропорционально имеющемуся числу молей $^{87}\text{Sr}^L$ (за счет разрушения литосферы — погружения литосферных плит, частично с осадочным чехлом, снова в мантию). Кроме того, число $^{87}\text{Sr}^L$ в резервуаре L растет за счет радиоактивного распада рубидия $^{87}\text{Rb}^L$ (λ^{87} — постоянная радиоактивного распада ^{87}Rb). Коэффициенты переноса α и β считаются экспоненциальными функциями времени (так же как выделение радиоактивного тепла в недрах Земли, которое и вызывает конвекцию) с характерными временами

$$\alpha = \alpha_0 e^{-t/\tau_\alpha}, \quad \beta = \beta_0 e^{-t/\tau_\beta}. \quad (131)$$

Земля начала свою эволюцию, согласно уравнениям (129) — (131), $4,55 \cdot 10^9$ лет назад в момент $t = 0$. Предэкспоненциальные множители α_0 и β_0 имеют разные значения для каждого элемента, но одинаковы для всех изотопов одного и того же элемента. Коэффициент α_{0i} подбирается так, чтобы получить известную концентрацию i -й компоненты в L при $t = 4,55 \cdot 10^9$ лет, β_0 принимается одинаковым для всех элементов, исключая Ar, который просачивается в атмосферу, а все остальные элементы уходят в мантию при разрушении литосферы.

Чтобы построить эволюционную модель, необходимо выбрать начальное химическое состояние, т. е. задать обилия K, Ar, Rb, Sr, Sm, Nd, U, Th и Pb и изотопные составы Ar, Sr, Nd и Pb в недифференцированной мантии или всей Земле $4,55 \cdot 10^9$ лет назад. Для описания современного химического состояния Земли, с которым сравниваются выводы теории, требуется знание обилия элементов во внешнем 50-километровом слое и в остаточной (обедненной) мантии, из которой часть элементов перешла в резервуар L . Если расчет покажет, что вся мантия принимает участие в обмене элементами между L и M , то это будет служить указанием на конвекцию через всю мантию. Если же только часть мантии обменивается веществом между L и M , то конвекция в мантии разбивается на несколько подсистем. О'Нигонс, Ивенсен и Гампльтон выбрали содержание рассеянных элементов в Земле на основе всех имеющихся данных гео- и космохимии (табл. 15). Данные табл. 15 позволяют рассчитать интегральное тепловыделение в силикатном резервуаре Земли ($M + L$).

Результаты расчета графически изображены на рис. 65. На нем показаны тепловыделения за счет радиоактивного распада U, Th, K и $U + Th + K$ как функции времени от момента образования Земли $t = -4,55 \cdot 10^9$ лет. Там же для сравнения показаны тепловыделения, которые были бы в Земле, если бы Земля не была обеднена калием. Кривыми $U + Th + 2K$ и $U + Th + 7K$ показано тепловыделение для составов, которые содержат калия в 2 и 7 раз больше, чем реальная Земля, т. е. у них $K/U \sim 2 \cdot 10^4$ и $7 \cdot 10^4$. Прерывистая прямая, параллельная оси времени, соответствует полному современному

тепловому потоку из недр Земли. Штрихпунктирная прямая соответствует теплопотере Земли, уменьшенной на величину потока из ядра в мантию (см. § 7.7).

Таким образом, если предположить, что теплопотеря Земли осуществляется за счет радиогенного тепла, то, согласно рис. 65, время термической релаксации Земли

Т а б л и ц а 15

Обилия рассеянных элементов в Земле (в коре и мантии [$L + M$])

Элемент	Обилие, г/т ¹⁾	Скорость вы- деления теп- ла, мк·Вт/кг	Элемент	Обилие, г/т ¹⁾	Скорость вы- деления теп- ла, мк· Вт/кг
K	200	$3,5 \cdot 10^{-3}$	Nd	0,97	$4,8 \cdot 10^{-6}$
Rb	0,67		Rb/Sr	0,03	
Sr	21,0	K/U	10^4		
U	0,020	K/Rb	300		
Th	0,08	Sm/Nd	0,330		
Pb ^{0 2)}	0,10	Th/U	4		
Sm	0,32	Индифферен- цированная мантия			

¹⁾ Обилия получены в предположении, что Земля имеет одинаковые с углестыми хондритами относительные обилия по отношению к Ca, U, Th, Sm и Nd; величина «г/т» означает количество граммов элемента в тонне породы (авторы: О'Нилон, Картер, Ивсен, Гампльтон, 1979 г.).

²⁾ Pb⁰ — первичный свинец.

t_E равно примерно $2 \cdot 10^9$ лет (оно обозначено правой стрелкой у оси времени на рис. 65). С учетом того, что поток тепла из ядра в мантию, не связанный с радиоактивным распадом, составляет $\sim 1/7$ от полного теплового потока Земли, время термической релаксации Земли уменьшается до $\sim 1,5 \cdot 10^9$ лет. Этот результат нужно понимать так. Из-за того, что Земля обладает большой тепловой инерцией, другими словами — низкой теплопроводностью, генерируемое в ее недрах тепло переносится к поверхности не мгновенно, а запаздывает на время тепловой релаксации Земли. В действительности тепловой поток из недр планеты может содержать и составляющую, обусловленную первичным теплом, возникшим при образовании планеты и последующей гравитационной дифференциации на ядро и мантию. Эту часть теплового потока оценить трудно. Так, если она дает вклад в теплопотерю Земли $\sim 1/7$ (так же как и поток из ядра в

мантию), то из рис. 65 легко определить, что время термической релаксации Земли τ_E понизится до $\sim 1 \cdot 10^9$ лет. Отсюда можно заключить, что время тепловой релаксации Земли $\tau_E \sim (1 \div 2) \cdot 10^9$ лет. Это заметно больше времени жизни океанической литосферы $\tau_L \sim 2 \cdot 10^8$ лет, которое, видимо, является характерным временем конвекции в верхней мантии и, соответственно, временем термической релаксации верхней мантии. Уже из этих рассуждений можно сделать вывод, что характерное время выноса тепла из нижней мантии заметно больше τ_L и именно оно определяет величину τ_E .

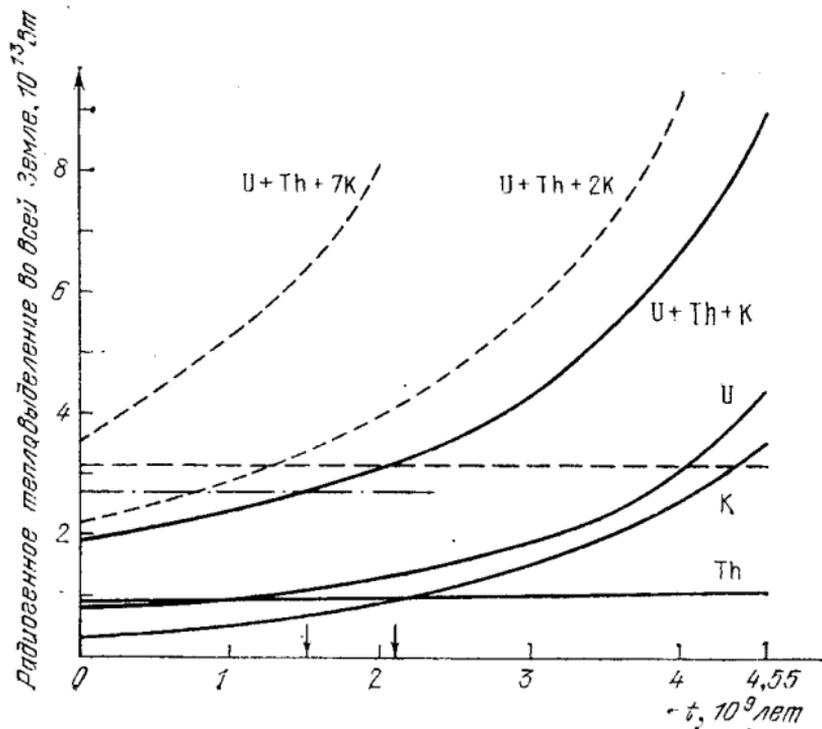


Рис. 65. Полное радиогенное тепловыделение во всей Земле по данным табл. 15. Отдельно показано тепловыделение за счет распада K , Th , U и суммы $U+Th+K$. Кривые $U+Th+2K$ и $U+Th+7K$ дают тепловыделения для предельных хондритовых концентраций калия: $K/U \sim 2 \cdot 10^4$ и $K/U \sim 7 \cdot 10^4$. Показано значение современной теплопотери Земли $3,14 \cdot 10^{13}$ Вт (прерывистая прямая) и теплопотери, уменьшенная на поток тепла из ядра в мантию, равная $\sim 2,7 \cdot 10^{13}$ Вт (штрихпунктир). Стрелки на оси времени указывают время заимствования — время термической релаксации Земли с учетом и без учета теплового потока из ядра в мантию.

Как мы знаем из гл. 4 (§ 4.2), проблема источников энергии для поддержания работы гидромагнитного динамо Земли до сих пор не решена. В связи с этим иногда высказывают предположение о том, что дефицит калия в Земле по сравнению с его содержанием в углистых хондритах только кажущийся, так как, возможно,

педостающий калий перешел из силикатной компоненты планеты в железную компоненту и после гравитационной дифференциации и образования ядра попал в земное ядро. Тепловыделение в ядре за счет такого калия легко оценить с помощью рис. 65. Оно равно разности тепловыделений, даваемых кривыми $U + Th + 2K$ и $U + Th + K$. Эта гипотеза снимает вопрос об источниках энергии для гидромагнитного динамо, но, к сожалению, геохимические данные и данные физики высоких давлений пока что не дают каких-либо указаний на возможность заметной растворимости калия в Fe или FeS в системах, содержащих железную и силикатную фракции. Поэтому мы не имеем оснований считать эту гипотезу справедливой. Кроме того, большой дефицит калия в Луце ($K/U \sim \sim 2 \cdot 10^3$) также является косвенным указанием на то, что дефицит калия в Земле по сравнению с углистыми хондритами является реальным фактом. Кривая $U + Th + 7K$ на рис. 65 показывает тепловыделение в Земле, если бы последняя имела хондритовые отношения $K/U \sim 7 \cdot 10^4$. Эта кривая для Земли явно не реальна и приведена только для иллюстрации.

Таблица 16

Обилие рассеянных элементов (г/т) в континентальной коре и наружном 50-километровом слое (резервуаре L)

	Модель континентальной коры ¹⁾	Оценка состава резервуара L ²⁾		Модель континентальной коры ¹⁾	Оценка состава резервуара L ²⁾
K	12 400	3800	U	1,0	0,31
Pb	50	15,3	Th	2,5	0,77
Sr	400	122	Pb ⁰ ³⁾	5,0	1,5
Sm	3,7	1,13	⁸⁷ Sr, ⁸⁶ Sr		0,7120
Nd	16,0	4,90			

¹⁾ Модель континентальной коры по С. Р. Тейлору (1977, 1979 гг.).

²⁾ Оценка современного состава 50-километрового слоя без учета слоя океанических осадков. Их включение может увеличить обилие K не более чем на 300 г/т.

³⁾ Pb⁰ — первичный свинец.

Перейдем теперь к выводам, которые О'Нионс, Ивенсен и Гамильтон сделали на основе расчетов по геохимической эволюции Земли от первичного состава (табл. 15) к современному составу коры и всего резервуара L (табл. 16).

Были рассмотрены две модели. В модели I в резервуар *M* входила вся мантия, а в модели II — только половина мантии по массе. Авторы указывают, что близкие результаты для модели II получаются, если в *M* входит только треть мантии по массе. Модель I оказалась в противоречии с данными геохимии. По своему смыслу модель I соответствует случаю конвекции через всю мантию на протяжении всей истории Земли, так что мантия должна быть хорошо перемешана и, являясь остаточной по отношению к современному составу коры и *L*-резервуара (табл. 16), должна иметь отношение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr} \approx 0,7047$. Среднее отношение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ для базальтов срединно-океанических хребтов (океанических толеитов) составляет $\sim 0,7028$ — $0,7030$, а поскольку эти базальты образуются за счет выплавки из вещества верхней мантии, достигающей $\sim 20\%$, стронциевое отношение для них должно быть таким же или даже заметно большим, чем в остаточной мантии. Следовательно, модель I противоречит данным наблюдений. У нее имеется также противоречие по отношению $^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd}$.

Для остаточной мантии модели II отношение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr} \approx 0,7028$, что практически совпадает с таковым для морских толеитов. В целом модель II находится в значительно лучшей согласии с наблюдениями, чем модель I. Как нам представляется, из проделанных расчетов можно сделать вывод, что еще лучшее соответствие с данными наблюдений было бы получено, если бы резервуар *M* содержал по массе только $\sim 1/4$ мантии, т. е. только верхнюю мантию ($l \leq 700$ км). Таким образом, геохимическое моделирование показывает, что на протяжении истории Земли, видимо, не имел места существенный обмен веществом между верхней и нижней мантией. Земная кора образовалась в результате тепловой и химической эволюции верхней мантии, в связи с чем остаточная верхняя мантия обеднена рассеянными элементами, а нижняя мантия должна сохранять свой первичный состав (см. табл. 15). Следовательно, геохимическое моделирование подтверждает автономность конвекции в верхней мантии от течений в нижней мантии.

Интересны оценки времен $\tau_a \sim 2 \cdot 10^9$ лет и $\tau_b \sim 0,65 \cdot 10^9$ лет в (131). Эти значения приводят к тому, что максимальная скорость выноса калия из верхней мантии в резервуар *L* наблюдалась между $(3,5 - 2,5) \cdot 10^9$ лет назад (в архее), а в настоящее время эта скорость составляет всего 20% от максимальной. Учитывая корреляцию

между скоростью выноса калля из верхней мантии и ростом земной коры, последний вывод можно отнести и к скорости роста земной коры.

Подводя итог всему изложенному в этом параграфе, мы приходим к фундаментальному заключению, что рождение литосферных плит в рифтовых зонах срединно-океанических хребтов, их последующее раздвигание в стороны и, наконец, погружение в мантию у глубоководных желобов являются частью конвекции в верхней мантии. Конвекцию в нижней мантии можно рассматривать отдельно от конвекции в верхней мантии. Взаимодействие конвекции в верхней мантии с конвекцией в нижней мантии может быть эффективно учтено, если задать поток тепла, который из нижней мантии поступает в верхнюю. Как мы увидим, этот поток тепла заметно больше чем дает тепловыделение в обедненной верхней мантии. Следовательно, в первом приближении можно сказать что в верхней мантии Земли конвекция вызывается за счет подвода тепла снизу. Мы пока оставляем в стороне вопрос о конвекции в континентальной верхней мантии. Как уже говорилось, медленные континентальные плиты играют пассивную роль в проявлении конвекции в верхней мантии на поверхности Земли. Поэтому в первую очередь необходимо сосредоточить внимание на конвекции в океанической верхней мантии. Для этого нам осталось выяснить вопрос о величине внутренних источников тепла в обедненной верхней мантии. Рассмотрим этот вопрос, используя данные, приведенные в цитированной в начале главы работе Оксбурга и Туркотта.

Наиболее распространенными на Земле лавами являются океанические толеиты, которые представляют собой ~ 20%-ную выплавку из родительских пород мантии. Поэтому океанические толеиты являются очень хорошим «датчиком» радиоактивности обедненной мантии, из которой они выплавляются. Согласно экспериментальным данным, при столь сильном выплавлении в мантийном материале остается всего примерно 1/5 от радиоактивности в океанических толеитах. Радиоактивное тепловыделение в океанических толеитах оценивается величиной $\sim 0,1 - 0,2 \text{ е. г. т.}^*) = (0,42 \div 0,84) \cdot 10^{-13} \text{ Вт/см}^3$. В своей табл. 3 Оксбург и Туркотт приводят значение $0,064 \cdot 10^{-13} \text{ кал/(г}\cdot\text{с)} = 0,268 \cdot 10^{-13} \text{ Вт/г} = 26,8 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/г}$ которое ближе к верхнему пределу тепловыделения

*) См. справку на стр. 123. 1 е. г. т. = $10^{-13} \text{ кал/(см}^3\cdot\text{с)}$.

океанических толщах. С позиций эволюционной геологической модели, рассмотренной выше, более разумно выбрать нижнюю оценку, т. е. $0,16 \cdot 10^{-13}$ Вт/г $\approx 16 \cdot 10^{-12}$ Вт/кг (плотность океанических базальтов равна $2,85 \text{ г/см}^3 \approx 3 \text{ г/см}^3$). Поделив последнюю оценку на 5, получим, что тепловыделение в обедненной океанической верхней мантии равно $3,2 \cdot 10^{-12}$ Вт/кг. Эта величина меньше тепловыделения в первичном силикатном веществе Земли, равного $4,8 \cdot 10^{-12}$ Вт/кг (см. табл. 15), но заметно превосходит значение $1,2 \cdot 10^{-12}$ Вт/кг, которое получали О'Нисонс и др. для обедненной мантии в модели II.

В связи с приведенными выше цифрами мы видим, что вопрос об оценке радиоактивности обедненной верхней мантии находится в неудовлетворительном состоянии. Неопределенности возникли, с одной стороны, в связи с отсутствием достаточно надежных данных о радиоактивности нижней коры континентов. Видимо, имеется определенный массоперенос и, таким образом, поступление рассеянных элементов из нижней мантии в верхнюю. Кроме того, оценки радиоактивности океанических базальтов еще недостаточно устоялись, и не исключено, что они могут понизиться. Так, Оксбург и Туркотт в табл. 3 приводят для тепловыделения в обедненных перидотитах (горных породах, типичных для верхней мантии) значение $\sim 0,021 \cdot 10^{-13}$ Вт/г $\approx 2,1 \cdot 10^{-12}$ Вт/кг, что уже ближе к оценке тепловыделения в обедненной верхней мантии О'Нисонса и др.

В целом имеющийся разнобой в оценках радиоактивности обедненной верхней мантии для нас несуществен, так как важно только то, что тепловой поток, поступающий из нижней мантии в верхнюю, заметно превосходит количество тепла, выделяемое в верхней мантии при распаде радиоактивных примесей. Принимаемая Оксбургом и Туркоттом оценка тепловыделения в верхней мантии II $\approx 10^{-14}$ Вт/г $\approx 10 \cdot 10^{-13}$ Вт/кг представляется нам сильно завышенной. Она вдвое превосходит соответствующую величину для недифференцированной мантии ($\sim 4,8 \times 10^{-12}$ Вт/кг — табл. 15). На основе проведенного анализа мы примем для тепловыделения в обедненной верхней мантии величину $\sim 2 \cdot 10^{-12}$ Вт/кг, которая, видимо, ближе к действительности.

Источник энергии, поддерживающий конвекцию в верхней мантии, во всяком случае должен заметно превосходить механическую энергию движения плит, которая

расходуется на сейсмичность Земли $\sim 3,36 \cdot 10^{10}$ Вт (Гутенберг, 1956 г.), вулканическую деятельность $\sim 7,6 \cdot 10^{10}$ Вт (Холмс, 1956 г.) и орогенную активность $\sim 2,3 \cdot 10^{11}$ Вт (Оксбург и Туркотт, 1978 г.). В сумме это дает $3,4 \cdot 10^{11}$ Вт, что заметно меньше, чем тепловой поток из недр Земли $\sim 3,14 \cdot 10^{13}$ Вт. Остается только выяснить, какая часть теплового потока, который переносится конвекцией в верхней мантии, преобразуется при этом в механическую энергию.

Пренебрегая поправками за сферичность Земли, можно для моделирования конвекции в верхней мантии использовать плоский слой толщиной $d \approx 700$ км с тепловыделением в единице объема $q \approx 2 \cdot 10^{-15}$ (Вт/г) $\cdot \bar{\rho}$ ($\bar{\rho} \approx 3,7$ г/см³ — средняя плотность верхней мантии) и тепловым потоком F , подводимым снизу,

$$F = f - qd, \quad (132)$$

где $f = 6,15 \cdot 10^{-6}$ Вт/см² — средний тепловой поток из недр Земли, отнесенный к 1 см² земной поверхности. Подставляя в (132) значение $qd \sim 2 \cdot 10^{-15} \cdot 3,7 \cdot 7 \cdot 10^7 \approx 5,2 \cdot 10^{-7}$ Вт/см², найдем $F \sim 5,63 \cdot 10^{-6}$ Вт/см². Тем самым мы убеждаемся в справедливости сделанного ранее утверждения $F \gg qd$, согласно которому конвекция в истощенной верхней мантии в основном возбуждается потоком тепла, подводимым снизу. При получении оценки qd мы пренебрегли заметно большим тепловыделением в наружном 6-километровом слое океанических базальтов ($q_6 \sim 50 \cdot 10^{-15}$ Вт/см³). Это допустимо, так как тепловыделение в базальтовом слое много меньше полного тепловыделения в верхней мантии.

Для оценки эффективности конвекции можно использовать простую формулу, описывающую преобразование вводимой в слой тепловой мощности в скорость генерации кинетической энергии G , которая в рассматриваемом нами случае может затрачиваться на сейсмичность, вулканическую деятельность и орогенные процессы. При сильно развитой конвекции, когда конвективный теплоперенос много больше кондуктивного теплопереноса (ниже мы увидим, что именно этот случай реализуется в верхней мантии Земли), коэффициент эффективности конвекции γ_k равен (Хьюитт, Мак-Кензи, Вейс, 1975 г.; Ллйбуртри, 1972 г.)

$$\gamma_k = \frac{G}{f} = \frac{d}{H_T} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{qd}{F + qd} \right) \approx \frac{d}{H_T}, \quad (133)$$

так как $qd \ll F$. В (133) $H_T = c_p/g\alpha$, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, α — коэффициент температурного расширения, g — ускорение силы тяжести. Величина H_T имеет размерность длины. Ее физический смысл легко установить, если обратиться к формуле (67) для адиабатического градиента температуры. Из этой формулы следует, что для однородного слоя H_T дает расстояние (интервал глубин), на котором адиабатическая температура возрастает в e раз (e — основание натурального логарифма). Для верхней мантии в среднем можно принять (см. § 7.5)

$$\begin{aligned} g &\sim 10^3 \text{ см/с}^2, & \alpha &\sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}, \\ c_p &\sim 1,2 \cdot 10^7 \text{ эрг/(г} \cdot \text{К)}, & H_T &\sim 4 \cdot 10^8 \text{ см}. \end{aligned} \quad (134)$$

Согласно (133) $\gamma_k \sim 1/6$, и механическая мощность, развиваемая конвекцией в верхней мантии, $4\pi R^2 G \sim \sim 4\pi R^2 \gamma_k f \sim 0,5 \cdot 10^{13}$ Вт (R — радиус Земли), заметно превосходит суммарные тектонические расходы энергии в единицу времени, равные $\sim 3,4 \cdot 10^{11}$ Вт. Формула (133), вообще говоря, справедлива для стационарной конвекции. В верхней мантии Земли, как мы увидим, имеет место нестационарная конвекция. Однако по порядку величины (133) дает правильную оценку коэффициента эффективности конвекции γ_k в верхней мантии.

8.4.3. Конвекция. Конвекция в верхней мантии. Конвективные движения в конденсированной среде, газе и плазме широко распространены в природе, космосе, технике и быту. Конвекция является сложным и многообразным гидродинамическим явлением*). Зарождение науки о конвекции связано с именами Бенара и Рэлей. Бенар (1900 г.) экспериментально наблюдал возникновение регулярной пространственно-периодической структуры конвективных ячеек в подогреваемом снизу слое жидкости. Рэлей в 1916 г. впервые рассмотрел задачу о конвективной неустойчивости горизонтального слоя жидкости со свободными границами, в котором имеется вертикальный сверхадиабатический градиент температуры (задача Рэлей — Бенара), и определил порог конвективной устойчивости для рассматриваемого модельного случая. Идею о том, что конвекция в недрах Земли является причиной дрейфа материков, высказывали Булл

*) Конвекции посвящены специальные книги, например: Гершун и Г. З., Жукович и Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. — М.: Наука, 1972.

(1921 г.), Холмс (1931 г.) и изучали Джеффрис (1926, 1928 г.), Пекерис (1935 г.), Хейлс (1935 г.) и др. С конца 60-х — начала 70-х годов в связи с проблемой механизма тектоники плит исследование конвекции и течений в мантии Земли приобрело широкий размах. В разработку новой геофизической дисциплины — гидродинамики земных недр — включилось большое число исследователей. Автор не имеет возможности назвать всех, кто внес свой вклад в разработку этой темы, но он не может не упомянуть Туркотта и Оксбурга, Маккензи и Вейса, Рихтера, Шуберта, Фройдево и Ена, Буссе, Тозера, Парсонса и многих других. В последние годы в СССР активизировались работы в этой области (Б. И. Биргер, С. В. Гаврилов, Г. С. Голицын, В. П. Трубицын и др.). Автор также стал интересоваться этим предметом.

Конвекция возникает тогда, когда слой жидкости или газа, расположенный в поле силы тяжести, не способен освободиться от вводимого в него тепла (изнутри — внутренний подогрев или извне — подвод тепла снизу или охлаждение сверху) путем обычного механизма теплопроводности. Движущей силой, вызывающей конвективные движения, является архимедова сила $F_A = g\Delta\rho V$, или, как ее сейчас называют, сила плавучести ($\Delta\rho$ — разность плотностей всплывающего или погружающегося объема V и окружающей среды). Сила плавучести обусловлена перегревом ($\Delta\rho < 0$) или переохлаждением ($\Delta\rho > 0$) жидкости, т. е. эффектом термического расширения или сжатия слоев или частиц в поле силы тяжести.

Важно отдавать себе отчет в том, что конвективное движение возникает в результате неустойчивости перегретого или переохлажденного слоя жидкости, находящегося в поле силы тяжести. Это означает, что всегда существует некоторое первичное, статическое состояние системы, которое становится неустойчивым, если некоторые критерии устойчивости оказываются нарушенными, т. е. перестают выполняться. В гл. 5, посвященной основным понятиям классической геотермики, упоминалось, что адиабатические температуры разграничивают область действия молекулярного и конвективного механизмов теплопроводности. Поясним подробнее это положение. Рассмотрим следующий мысленный эксперимент. Будем адиабатически (без теплообмена с окружающей средой) сжимать частицу жидкости, скажем, перемещать частицу достаточно быстро вдоль радиуса в глубь Земли. Например, конвектирующие частицы жидкости всплывают

или тонут почти адиабатически. Адиабатический процесс называют также изэнтропическим (см. § 7.7) — при нем остается постоянной энтропия. При адиабатическом сжатии температура элемента жидкости растет вдоль адиабаты. Адиабатическое сжатие сопровождается и некоторым тепловым расширением, которое обычно невелико. Наоборот, если частица адиабатически всплывает, перемещаясь к поверхности Земли, то она адиабатически расширяется и весь процесс из-за понижения температуры сопровождается небольшим температурным сжатием. •

Теперь ясно, что в идеальной среде, т. е. среде, вязкость и теплопроводность которой равны нулю, слой жидкости в поле силы тяжести с адиабатическим распределением температуры будет находиться на пределе устойчивости. Действительно, если на адиабате два соседних элемента жидкости на глубинах l и $l + \Delta l$ поменяются местами, ничего не изменится, так как, двигаясь по адиабате, частицы на каждой глубине будут принимать соответствующую адиабатическую температуру. Если же в данной точке градиент температуры больше адиабатического, то легко видеть, что возникает состояние неустойчивого равновесия. Действительно, если из-за возмущения частица адиабатически сместится вверх на небольшое расстояние Δl , то адиабатическое уменьшение ее температуры будет меньше, чем изменение температуры окружающей среды $|\Delta T| > |\Delta T_{ад}|$, она будет горячее окружающей среды, ее плотность будет на $\Delta \rho$ меньше, чем плотность окружающей среды, и возникает не равная нулю сила плавучести $F_A = g \Delta \rho V$ (V — объем частицы), которая будет выталкивать частицу к поверхности. Чем больше будут различаться адиабатические $T_{ад}(l)$ и реальные $T(l)$ температуры, тем больше будут $\Delta \rho(l) = \alpha(l)[T_{ад}(l) - T(l)]$ и сила плавучести на единицу объема. Следовательно, в идеальной жидкости ($\kappa = 0$, $\eta = 0$, κ — коэффициент теплопроводности, η — коэффициент вязкости) критерием конвективной устойчивости служит адиабатическое распределение температур — это, так сказать, интегральный критерий устойчивости, а локальный критерий сводится к равенству градиента температуры адиабатическому градиенту температуры (формула (67)). Если градиент температуры меньше адиабатического — система устойчива, если больше, то неустойчива.

Легко понять, что в неидеальной жидкости ($\kappa \neq 0$, $\eta \neq 0$) этот критерий недостаточен. Действительно, если частица смещается из своего равновесия очень медленно,

то она все время будет успевать или охлаждаться, или разогреваться в зависимости от знака смещения (вверх или вниз), и таким образом всегда будет принимать температуру окружающей среды. Тогда $\Delta\rho = 0$ и $F_A = -g\Delta\rho V = 0$. Далее, в вязкой жидкости сила плавучести F_A эффективна только в том случае, если она способна преодолеть силы вязкого сопротивления F_D (F_D часто называют диссипативной силой, так как она является причиной диссипации механической энергии в тепловую). Таким образом, для конвективной неустойчивости в реальной жидкости градиент температуры должен превосходить адиабатический градиент на некоторую конечную величину из-за стабилизирующего действия теплопроводности и вязкости. В противном случае любое смещение из положения равновесия приводит к возникновению восстанавливающей силы, и система будет возвращаться в исходное состояние. При этом возмущение будет затухать со временем по экспоненциальному закону. Наоборот, если критерий устойчивости нарушен, то возмущение со временем экспоненциально нарастает.

Итак, пусть сила плавучести обусловлена температурной зависимостью плотности $\rho(l)$ и превышением температур $T(l)$ над адиабатическими температурами $T_0(l)$:

$$\rho(l) = \rho_0(l)[1 - \alpha(T - T_0)], \quad (135)$$

где $\rho_0(l)$ — адиабатическое распределение плотности в недрах Земли. Обозначим через u характерную скорость конвективных течений, $d \sim 700$ км — характерный размер (толщина слоя верхней мантии), $\nu = \eta/\rho_0$ — кинематическая вязкость. Тогда энергия вязкой диссипации в единице объема в единицу времени равна

$$W_D \approx a_1 \rho_0 \nu \frac{u^2}{d^2}, \quad (136)$$

где a_1 — числовая константа. Величина W_D пропорциональна коэффициенту вязкости ($\rho_0 \nu$) и квадрату градиента скорости $\frac{\partial u_i}{\partial x_k}$, $u_i = (u_1, u_2, u_3) \equiv (u_x, u_y, u_z)$, $x_k = (x, y, z) \equiv (x_1, x_2, x_3)$. При размерном анализе производная $\frac{\partial u_i}{\partial x_k}$ оценивается как $\frac{u}{d}$, и мы получаем (136).

Эта энергия черпается за счет расхода механической мощности, развиваемой при конвекции. Последняя равна работе силы плавучести $F_A = \rho_0 \alpha (T_2 - T_1) g$ на пути dl

в единицу времени, т. е. F_A следует умножить на характерную скорость u ; $T_2 - T_1$ — разность сверхадиабатических температур на нижней и верхней границах слоя. Однако конвектирующая частица из-за теплопроводности прогревается или охлаждается при своем движении и поэтому теряет часть своей силы плавучести. Соответственно механическая мощность, которая может быть затрачена на преодоление вязких сил торможения, меньше, чем $g\rho_0\alpha(T_2 - T_1)u$. Скорость нагревания за счет теплопроводности получается, если характерную длину $\Delta l \sim d$ разделить на характерное время Δt (48) распространения тепла по этой длине, т. е. $\frac{d}{\Delta t} \sim \frac{\chi}{d}$, где $\chi = \frac{\kappa}{\rho_0 c_p}$ — коэффициент температуропроводности. Доля механической мощности, которая может затрачиваться конвектирующей жидкостью на преодоление диссипативных сил, пропорциональна отношению характерной скорости u к скорости распространения тепла за счет теплопроводности $\frac{\chi}{d}$. В результате выражение для скорости реализации потенциальной энергии W_P имеет вид

$$W_P \sim a_2 \rho_0 \alpha (T_2 - T_1) g u \left(\frac{ud}{\chi} \right), \quad (137)$$

где a_2 , как и a_1 , — числовая константа. Искомый критерий конвективной неустойчивости получается из условия (Буссе, 1979 г.):

$$\frac{W_P}{W_D} \geq 1, \quad \text{или} \quad Ra \equiv \frac{\alpha (T_2 - T_1) g d^3}{\chi v} \geq \frac{a_1}{a_2} \equiv Ra_c. \quad (138)$$

Ra называется *числом Рэлея*, а Ra_c — *критическим числом Рэлея*. Конвекция в слое жидкости в поле силы тяжести возникает при $Ra \geq Ra_c$. Значение критического числа Ra_c зависит от типа граничных условий. Если граница слоя является свободной, то на ней вертикальная компонента гидродинамической скорости и касательные напряжения обращаются в нуль. Если граница фиксирована, т. е. неподвижна, то на такой границе все компоненты вектора скорости $\mathbf{u}(u_x, u_y, u_z)$ равны нулю. В зависимости от типа граничных условий на нижней и верхней границах слоя мы получаем разные значения критического числа Рэлея Ra_c (табл. 17). Каждому числу Ra_c соответствует свой геометрический масштаб, или, как говорят, определенная критическая длина волны λ_c , харак-

теризующая периодичность конвективной структуры в горизонтальном направлении (рис. 66). Можно отметить систематический рост Ra_c и убывание $(\lambda/d)_c$ при переходе от свободно-свободных к фиксированно-фиксированным граничным условиям, хотя порядок величины Ra_c для задач всех трех типов один и тот же.

Т а б л и ц а 17

Критические значения числа Рэлея и длины волны для слоя жидкости, подогреваемого снизу

Граничные условия	Ra_c	$(\lambda/d)_c$
Свободно-свободное	657,5	2,832
Фиксированно-свободное	1101	2,342
Фиксированно-фиксированное	1707,8	2,016

Оценим значение числа Рэлея Ra для верхней мантии с помощью следующих значений материальных параметров (см. гл. 7):

$$g \approx 10^3 \text{ см/с}^2, \quad \alpha \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}, \quad c_p \approx 1,2 \cdot 10^7 \text{ эрг/(г} \cdot \text{К)},$$

$$\rho_0 \approx 3,7 \text{ г/см}^3, \quad \chi \approx 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}, \quad d \approx 7 \cdot 10^7 \text{ см}, \quad (139)$$

$$\nu \approx 10^{21} \text{ см}^2/\text{с}, \quad \Delta T \approx 10^3 \text{ К}; \quad Ra \sim 10^6. \quad (140)$$

Поскольку $Ra_c \sim 10^3$ (табл. 17), что много меньше значения $Ra \sim 10^6$, характерного для верхней мантии, в последней должна происходить развитая конвекция. К этому заключению Холмс пришел еще в 1934 г.

За размер конвективной ячейки при валиковой конвекции принимают $\lambda/2$, так как соседние валы отличаются только направлением циркуляции. В зависимости от типа граничных условий размер конвективной ячейки $\lambda/2$ меняется от d до $1,4d$. Поэтому и говорят, что при конвекции в плоском слое жидкости характерный горизонтальный размер конвективной ячейки порядка толщины слоя. Размеры литосферных плит на порядок больше d . Этот факт до сих пор не получил удовлетворительного объяснения. Мы на нем остановимся ниже.

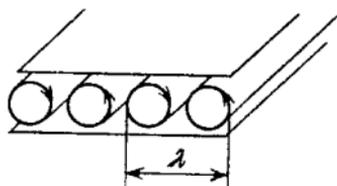


Рис. 66. Картина стационарных течений при валиковой конвекции. Стрелками показаны направления движения частиц. В соседних валах частицы движутся в противоположных направлениях. Обозначена длина волны λ , равная сумме диаметров соседних валов. Из-за того, что валы вращаются в разные стороны, периодичность картины течений равна удвоенному диаметру конвективного вала, т. е. длине волны λ .

В конвектирующей жидкости размеры ячеек устанавливаются такими, чтобы гидродинамическое течение оптимальным образом выносило тепло из слоя. Если бы ячейки были узкими ($\lambda/2 \ll d$), то восходящие горячие потоки проходили бы слишком близко от нисходящих холодных потоков. В результате происходил бы эффективный теплообмен между обоими потоками за счет молекулярной теплопроводности, и эффективность конвективного выноса тепла заметно упала бы. В обратном предельном случае, когда горизонтальные размеры ячеек много больше вертикальных ($\lambda/2 \gg d$), преобладают горизонтальные течения. В результате большая часть потенциальной механической энергии, освобождаемой в горячих восходящих и холодных нисходящих потоках, расходуется на преодоление сил вязкого трения в горизонтальных течениях. Происходит диссипация механической энергии в тепло, и эффективность конвекции резко понижается. Компромисс между двумя физическими механизмами, снижающими эффективность конвекции в жидком слое, и приводит к тому, что конвективные ячейки примерно изометричны, т. е. $\lambda/2 \sim d$.

В конвективной мантии инерционные силы малы по сравнению с вязкими силами. Безразмерный параметр, который характеризует преобладание вязких сил над инерционными, называется *числом Прандтля*:

$$Pr = \frac{\nu}{\zeta} \sim 10^{23}, \quad (141)$$

То, что число Pr для мантии практически равно бесконечности, заметно упрощает мантийные течения, делая их медленными, плавными, ламинарными.

Валковая конвекция возникает в вязкой жидкости при переходе через критическое число Рэлея $Ra_c \sim \sim (1 \div 2) \cdot 10^3$ и держится до значений $Ra \sim 2 \cdot 10^4$. При больших числах Рэлея она становится неустойчивой и сменяется системой взаимно перпендикулярных валов, которая способна более эффективно выносить избыточное тепло из слоя к поверхности. Этот тип конвекции получил название бимодальной. Дальнейший рост Ra приводит к тому, что при $Ra \gtrsim 10^5$ бимодальная конвекция также становится неустойчивой и сменяется сложной трехмерной картиной течений.

Однако самым важным изменением в картине конвективных течений при $Ra \gg Ra_c$ является развитие тепловых погранслоев — горячего у нижней границы и хо-

лодного у верхней границы слоя. Усредненное по горизонтали распределение температуры при этом становится очень простым (рис. 67). Все падение температуры ($T_2 - T_1$) происходит в нижнем и верхнем тепловых пограничных слоях. В тонких тепловых пограничных слоях перенос тепла осуществляется путем обычного механизма теплопроводности. Туркотт и Оксбург (1967 г.) развили теорию пограничного слоя для тепловой конвекции при больших числах Рэлея и Прандтля и применили эту теорию к верхней мантле. Их модель приведена на рис. 68.

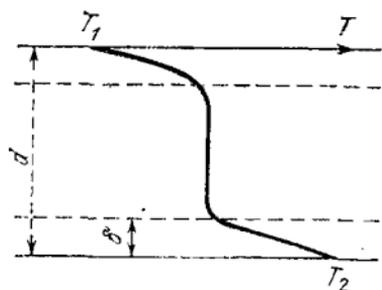


Рис. 67. Схематическое изображение распределения усредненной по горизонтали температуры в конвективной ячейке при $Ra \gg Ra_c$. Все падение температуры происходит в тонких ($\Delta l \sim \delta \ll d$) тепловых пограничных слоях, разделенных зоной, в которой температуры распределены по адиабате.

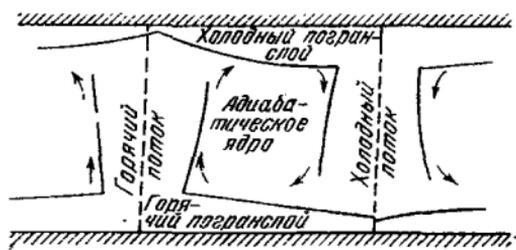


Рис. 68. Схема двумерной тепловой конвекции с пограничным слоем. Показано сечение конвективных валав плоскостью (x, z) . Оси валав перпендикулярны плоскости чертежа.

На горячей нижней и холодной верхней границах формируются тонкие пограничные слои. Когда два горячих слоя, принадлежащих смежным ячейкам, встречаются, они отделяются от границы и образуют горячий восходящий поток. По достижении горячим потоком холодной верхней границы он резко охлаждается, теряет вертикальную компоненту скорости и переходит в холодный пограничный слой, расположенный вдоль верхней границы. Соответственно этому смежные холодные пограничные слои, встречаясь, образуют нисходящий холодный поток. Большую часть ячейки занимает адиабатическое ядро, а в горячем и холодном пограничных слоях перепад температуры порядка $\Delta T/2$, где $\Delta T = T_2 - T_1$ — разность сверхадиабатических температур на нижней и верхней границах слоя. Крутоворот жидкости в ячейке поддерживается за счет выталкивающей силы, действующей в разных направлениях в восходящем и нисходящем потоках. Из-за

большой вязкости (число Прандтля бесконечно) горизонтальная скорость в погранслое (u_x) не зависит от z (начало координат выбрано на нижней границе слоя, а ось z направлена вверх). Кроме того, в погранслое $u_z = 0$, т. е. вещество не поступает в погранслой через его границу с адиабатическим ядром. Отсюда следует, что $u_x = \text{const}$ и погранслой движется вдоль границы без деформаций. Соответственно для вертикальных потоков имеет место $u_z = \text{const}$ и $u_x = 0$.

Круговорот жидкости в центральной части ячейки не дает конвективного выноса тепла, так как в ней температуры распределены вдоль адиабаты. Адиабатический перепад температуры в конвективной ячейке при $Ra \gg Ra_c$ много меньше, чем $(T_2 - T_1)$; поэтому центральная часть конвективной ячейки приблизительно изотермична и ее иногда называют изотермическим ядром. Замечательной особенностью задачи при бесконечных числах Прандтля является то, что все физические параметры (δ — ширина погранслоя и его скорость u_x) выражаются только через число Рэлея:

$$\delta \approx 7,4d Ra^{-1/3}, \quad u_x \approx 0,14 \frac{\kappa}{d} Ra^{2/3}. \quad (142)$$

Эффективность конвекции измеряется числом Нуссельта Nu , которое представляет собой отношение теплового потока к тому потоку, который существовал бы в отсутствие конвекции при заданной разности температур ΔT :

$$Nu = \frac{(\rho c_p T u_z - \kappa \frac{dT}{dz})}{(\kappa \Delta T)/d}. \quad (143)$$

Здесь $\Delta T/d = (T_2 - T_1)/d$ — средний градиент температуры в слое, $(\kappa \Delta T)/d$ — соответствующий тепловой поток за счет обычного механизма теплопроводности, $\rho c_p T$ — теплосодержание единицы объема, $\rho c_p T u_z$ — конвективный поток тепла, $(-\kappa \frac{dT}{dz})$ — добавочный кондуктивный поток тепла ($\frac{dT}{dz} < 0$, так как T растет сверху вниз, а z — снизу вверх). Усредненное по горизонтали число Нуссельта также выражается только через число Рэлея:

$$Nu \approx a_3 Ra^{1/3} \approx 0,18 Ra^{1/3}. \quad (144)$$

Подставив в (142) и (144) средние параметры верхней мантии (139), (140), найдем

$$\delta \sim 50 \text{ км}, \quad u_x \sim 6 \text{ см/год}, \quad Nu \sim 18. \quad (145)$$

Следовательно, конвективный теплоперенос в рассматриваемой модели верхней мантии примерно в 18 раз увеличивает ее эффективную теплопроводность. Важнейшим следствием модели Туркотта и Оксбурга является существование тонкого холодного слоя, примыкающего к поверхности Земли. Его толщина $\delta \sim 50$ км. Вещество погранслоя движется без деформаций, т. е. как твердое тело. Таким образом, естественно отождествить верхние погранслои конвективных ячеек с литосферными плитами, существование которых является одной из основных гипотез тектоники плит. Скорость этих плит $u_x \sim 6$ см/год (145) практически совпадают с наблюдаемыми скоростями раздвигания океанического дна. Привлекательность модели в том, что наличие плит следует из самой теории, а не вносится извне.

Модифицируем рассматриваемую модель к условиям, которые ближе соответствуют верхней мантии. Конвекция в верхней мантии, как это было разъяснено в § 8.4.2, вызывается в основном подводом к ее основанию потока тепла из нижней мантии, а не адиабатической разностью температур на границах слоя ($T_2 - T_1$). Однако легко видеть, что интересующая нас задача сводится к только что рассмотренной. Действительно, разность температур на нижней и верхней границах слоя ($T_2 - T_1$) установится такой, чтобы соответствовать подводимому снизу потоку тепла F . В этом случае картина конвекции будет в точности такой же, как в предыдущем примере. У верхней и нижней границ слоя образуются погранслои примерно одинаковой толщины δ . Падение температуры на каждом погранслое будет $\sim \Delta T/2$, и оно связано с тепловым потоком F очевидным условием

$$F = \kappa \frac{\Delta T}{2\delta} \equiv \rho c_p \chi \frac{\Delta T}{2\delta}. \quad (146)$$

При отсутствии конвекции и заданной разности температур ΔT тепловой поток был бы равен $\kappa \frac{\Delta T}{d}$, а число Нуссельта Nu , характеризующее эффективность конвекции, равно отношению теплового потока F , который теперь задан, к $\kappa \frac{\Delta T}{d}$:

$$Nu = \frac{F}{\kappa \Delta T} = \frac{d}{2\delta}, \quad (147)$$

где мы использовали (146). Пока что нам не известно δ

и ΔT , поэтому необходимо еще одно соотношение в дополнение к (146), чтобы определить обе величины. Таким соотношением может быть формула (144), устанавливающая связь между числом $Nu \sim \delta^{-1}$ и числом $Ra \sim \sim \Delta T$ (138). Тогда из (146), (147) и (144) определяем как ΔT , так и δ :

$$\delta \approx \frac{1}{2a_3^{3/4}} R_F^{-1/4} d, \quad (148)$$

$$\Delta T \approx a_3^{-3/4} \left(\frac{F}{\rho c_p \lambda} \right)^{3/4} \left(\frac{\nu \lambda}{\alpha g} \right)^{1/4}. \quad (149)$$

В (148)

$$R_F = \frac{\alpha g F d^4}{\rho c_p \lambda^2 \nu} \quad (150)$$

— безразмерное число, которое в рассматриваемом случае заменяет число Рэлея Ra и называется числом Рэлея по потоку. Полагая $F \sim 61,5$ эрг/(с · см²) равным среднему тепловому потоку Земли и принимая значение постоянных (139), (144), найдем:

$$\begin{aligned} \delta &\approx 22,5 \text{ км}, & \Delta T &\approx 625 \text{ К}, & R_F &\sim 10^7, \\ Ra &\sim 6,25 \cdot 10^5, & Nu &\sim 15,5. \end{aligned} \quad (151)$$

Таким образом, для верхней мантии, если ее моделировать однородным слоем с постоянными параметрами (139) и потоком тепла $F \sim 61,5$ эрг/(с · см²), мы получаем погранслоем — литосферу $\sim 22,5$ км, сверхдиабатический перепад температур ~ 625 К, и увеличение эффективной теплопроводности в $\sim 15,5$ раза.

Рассмотренные однородные модели сильно упрощены по сравнению с реальной верхней мантией. В особенности это касается реологических свойств, т. е. распределения вязкости (см. § 7.6). Далее, рассматриваемая модель не дает объяснения тому факту, что горизонтальные размеры литосферных плит $L \sim 10d$. Тем не менее проведенные расчеты позволяют наметить правильную качественную модель механизма тектоники плит.

Начинается все с прогрева подошвы верхней мантии ($l \sim 700$ км). По мере прогрева образуется нижний горячий погранслой. В нем возникает заметный градиент температуры $(\Delta T)_l/\delta$, и этот градиент будет расти до тех пор, пока слой не станет конвективно-неустойчивым. Критерий конвективной устойчивости в применении к нижнему горячему погранслою как к самостоятельной системе

ме можно записать с помощью локального числа Рэлея

$$Ra_l = \frac{\alpha g (\Delta T)_l \delta^3}{\nu} \leq Ra_c, \quad (152)$$

где Ra_c — критическое число Рэлея (см. табл. 17). В пограничном слое тепло переносится за счет обычного механизма теплопроводности:

$$F = \rho c_p \lambda \frac{(\Delta T)_l}{\delta}. \quad (153)$$

Формулы (152) и (153) позволяют оценить критическую толщину пограничного слоя δ_c и $(\Delta T)_l$:

$$\delta_c = \left(\frac{Ra_c}{R_F} \right)^{1/4} d, \quad (\Delta T)_l = \frac{F}{\rho c_p \lambda} \delta_c = \frac{F d}{\rho c_p \lambda} \left(\frac{Ra_c}{R_F} \right)^{1/4}. \quad (154)$$

Подставляя значения параметров (139), (150), (151) и $Ra_c = 657,5$ (см. табл. 16), найдем

$$\delta_c \sim 63 \text{ км}, \quad (\Delta T)_l \sim 870 \text{ К}. \quad (155)$$

Таким образом, мы видим, что вначале нижний пограничный слой может выдержать довольно большой перегрев $(\Delta T)_l \sim \sim 870 \text{ К}$. Тепло будет постепенно распространяться вверх, и подогревом будет постепенно захватываться вся верхняя мантия, которая станет конвективно-неустойчивой, как это оценил еще Холмс в 1931 г. (см. формулу (140)). Рано или поздно нижний пограничный слой станет неустойчивым, и возникнет восходящая струя горячего материала, которая подойдет к жесткой наружной кромке Земли, прогреет ее и приподнимет. Утонченная жесткая кромка расколется, и в образовавшуюся брешь начнет поступать горячий материал. По мере подъема по адиабате перегретого материала из нижнего горячего пограничного слоя в зависимости от степени перегрева на глубинах, где достигается поле устойчивости базальта (рис. 69), начинается выплавление из мантийных пород базальтовой магмы (см. также рис. 28).

Из рис. 69 следует, что если температура восходящего потока $\sim 1300\text{--}1400^\circ\text{C}$ достигается на глубинах 60—80 км, то именно на этих глубинах начинает формироваться базальтовая магма, очаг которой разрастается и образует магматические карманы у срединно-океанических хребтов. За счет этой лавы образуется шестикилометровый базальтовый слой океанического дна. Таким образом, диаграмма на рис. 69 позволяет понять, как

происходит выделение базальтов в восходящем потоке и, соответственно, как затем происходит разделение холодного наружного погранслоя океанической литосферы на наружный базальтовый покров и обедненную мантию, образующую основную толщу литосферной плиты.

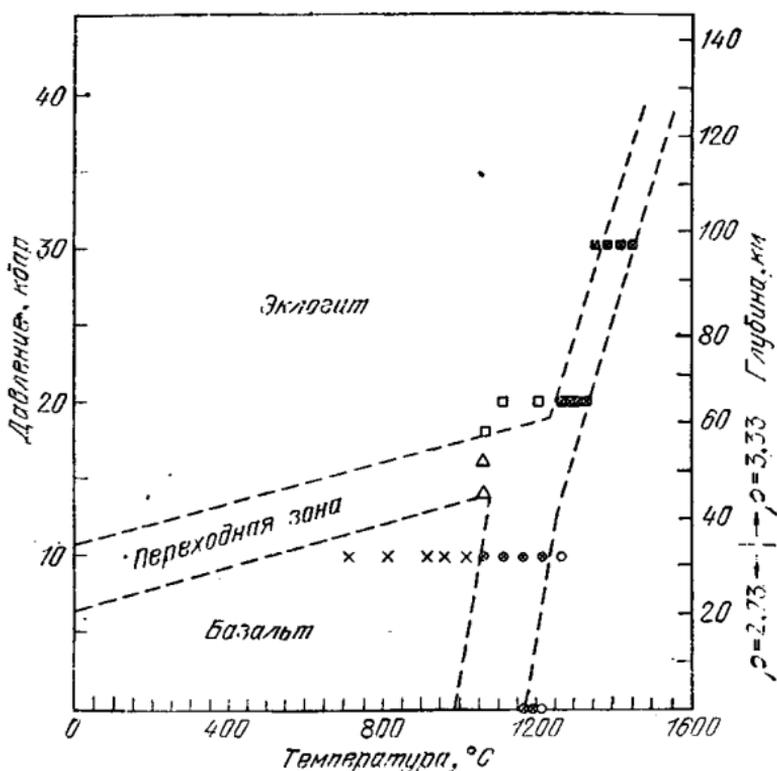


Рис. 69. Упрощенная диаграмма экспериментально установленных термодинамических условий поля стабильности природных эклогитов и природных базальтов. Построена Х. Йодером (Образование базальтовых магм.— М.: Мир, 1979, рис. 2—4).

Если бы верхняя мантия вплоть до поверхности обладала свойствами жидкости ($\nu \sim 10^{21}$ см²/с), то по мере отодвигания от места выхода горячего восходящего потока погранслоя из-за охлаждения становился бы тяжелее подстилающей среды на горизонтальных расстояниях порядка d . В результате возникла бы гравитационная неустойчивость, и «литосфера» начала погружаться в более горячую мантию, образуя холодный нисходящий поток. В этой стандартной ситуации, подробно описанной выше, сила плавучести, движущая конвекцию, распределялась бы симметричным образом между восходящим и нисходящим потоками. В реальной же Земле из-за экспоненциального роста эффективной вязкости литосфера становится жесткой и может продолжать отодвигаться

от срединно-океанического хребта, охлаждаясь и накапливая потенциальную отрицательную силу плавучести вплоть до зоны глубоководных желобов, где создаются условия для погружения (субдукции) океанической литосферы. Горизонтальные размеры плит L разнообразны, но в среднем $L \gtrsim 10d$, и, как мы говорили, общепринятого убедительного объяснения этому факту не имеется. Однако только что приведенные рассуждения дают, на наш взгляд, достаточно логичное объяснение того, почему основная движущая сила в тектонике плит связывается с отрицательной силой плавучести погружающегося литосферного блока. Это просто связано с тем, что, продвигаясь на горизонтальные расстояния $L \gg d$, литосфера охлаждается заметно сильнее, чем перегрет восходящий поток. Поэтому отрицательная сила плавучести погружающегося блока заметно превосходит положительную силу плавучести восходящего потока и является основной движущей силой в тектонике плит.

Скажем теперь кратко о гипотезах, которые выдвигаются, чтобы объяснить возникновение зон субдукции. Оксбург и Туркотт (1978 г.) отмечают, что процессы, приводящие к инициированию субдукции, еще не совсем ясны. Так, Маккензи (1977 г.) предполагает, что субдукция иницируется в результате разрушения литосферы при сжимающих напряжениях. Это надо себе представлять так. Пусть в зоне, где литосфера из-за охлаждения является гравитационно-неустойчивой, вдоль ее оси действуют заметные сжимающие напряжения, которые приводят к ее разрушению — поперечному расколу. Из-за гравитационной неустойчивости освободившийся край литосферы начнет погружаться, а сжимающие напряжения в конечном итоге приведут к субдукции плит.

По существу противоположная идея была выдвинута Туркоттом, Хаксли и Окедоном (1977 г.). Они предположили, что субдукция иницируется из-за раскола литосферы при растягивающих напряжениях, а последующее погружение обусловлено, как и при гипотезе Маккензи, гравитационной неустойчивостью холодной литосферы. Далее, большинство зон субдукции расположено вблизи континентальных окраин, где велики градиенты касательных напряжений при переходе от континентальной к океанической литосфере и где могут возникать дополнительные заметные нагрузки на край океанической литосферы из-за сноса осадков с континентов. Все описанные явления, возможно, имеют место в действительности, но

эта сложная проблема образования новых зон субдукции требует дальнейших исследований.

Нарисованная в этом параграфе картина течений в верхней мантии — механизм тектоники плит — весьма похожа на модель Эльзассера (см. § 8.4.1, рис. 64). Эта картина течений все еще очень схематична. Однако физические причины течений можно считать понятными. Из-за большой горизонтальной протяженности плит ($L \gg d$) течение в мантии упрощается. Его можно рассматривать как вызываемое движением плиты по подстилающей вязкой верхней мантии. Закон сохранения массы приводит к тому, что движение плиты и увлекаемой ею астеносферы компенсируется противотоком в нижней части удлиненной конвективной ячейки.

В теории конвекции в верхней мантии существуют два характерных времени: время установления стационарной конвекции $\tau_k \sim \frac{d^2}{\pi^2 \chi} \sim 1,6 \cdot 10^9$ лет и время одной циркуляции в конвективной ячейке $\tau_c \sim L/u \sim 10d/u \sim 7 \cdot 10^8$ см/10 см/год $\sim 10^8$ лет. Следовательно, конвекция в верхней мантии, видимо, является нестационарной. Об этом же свидетельствует большое разнообразие размеров плит и то, что, как можно судить по палеореконструкциям, они рождаются, развиваются и исчезают. Из-за нестационарности конвекции, видимо, большую роль играют крупные случайные возмущения, которые инициируют рождение новых плит, так как время жизни конвективной ячейки в верхней мантии $\tau_c \sim 10^8$ лет много меньше времени выхода на стационарную конвекцию $\tau_k \sim 10^9$ лет. Однако основные размерные соотношения, приведенные в этом параграфе, дают правильные оценки, так как в мантии мы имеем дело с медленными течениями.

8.4.4. Баланс сил в тектонике плит. Движение литосферной плиты по вязкой астеносфере вызывает в последней сдвиговое течение. В связи с этим возникает вопрос об устойчивости течений в мантии, возбуждаемых движущимися плитами. Конвективную неустойчивость сдвигового течения в разных гидродинамических задачах рассматривал ряд авторов, например Грэхэм (1933 г.), Чаудра (1938 г.), Днердорфф (1965 г.) и др. Оказывается, что сдвиговое течение становится неустойчивым относительно конвекции с ячейками в виде продольных валов (с осью валов вдоль основного сдвигового течения). Эту идею к условиям верхней ман-

тип впервые применил Ф. Рихтер в 1973 г., а затем Рихтер и Парсонс (1975 г.) подтвердили ее в модельных экспериментах. Так возникло представление о двухмасштабной конвекции в верхней мантии. Основной масштаб конвекции определяется горизонтальным протяжением плит, которые приводятся в движение отрицательной силой плавучести погружающегося литосферного блока. Крупномасштабная конвекция управляет обменом вещества между корой и мантией. Мантийные течения, возникающие под влиянием скользящих по астеносфере литосферных плит, оказываются неустойчивыми к образованию продольных конвективных валов, которые осуществляют вынос небольшого избыточного тепла к подошве литосферы в дополнение к тепловому потоку, который отводится путем молекулярного механизма теплопроводности из литосферы. Таким образом, основная функция мелкомасштабной конвекции заключается в переносе небольшого избыточного тепла в астеносфере. Пока что попытки обнаружить проявление мелкомасштабной конвекции под Тихоокеанской плитой путем выявления периодической структуры в аномальном гравитационном поле, в батиметрии океанического дна и тепловом потоке не привели к убедительному подтверждению существования такой конвекции в астеносфере. В настоящее время исследования в этом направлении продолжаются.

Изложим теперь основные свойства крупномасштабной конвекции в мантии Земли, следуя Рихтеру (1977 г.). При построении своей идеализированной модели тектоники плит Рихтер учел все данные наблюдений, о которых мы говорили в этой главе. Согласно наблюдениям, аномалии гравитационного поля не обнаруживают большого и систематического возрастания от хребтов к океаническим желобам. Это позволяет положить ограничение на горизонтальный градиент давления, движущий обратный поток, который замыкает погружение плиты в верхней мантии. Задачи о движении литосферной плиты и верхней мантии, в которую она погружается, Рихтер решал автономно, а полное решение получалось путем «сшивки» решения для литосферы и решения для мантии с помощью граничных условий. Сама двумерная модель в плоскости xz показана на рис. 70.

Для облегчения математического решения задачи модель была принята двухслойной — литосфера имеет мощность $d = D/7 \approx 85$ км, а глубина верхней мантии (от

подошвы литосферы) $D \sim 600$ км, так что полная толщина модели ~ 700 км. Опять-таки для упрощения решения принято, что литосферная плита, падвигающаяся справа со стороны хребта на область океанического желоба со скоростью $u = U_2$, испытывает вертикальное погружение (т. е. под углом 90°). Горизонтальный размер плиты $L \sim 6000 \div 10\,000$ км. Левая медленная континентальная плита, с которой сталкивается океаническая

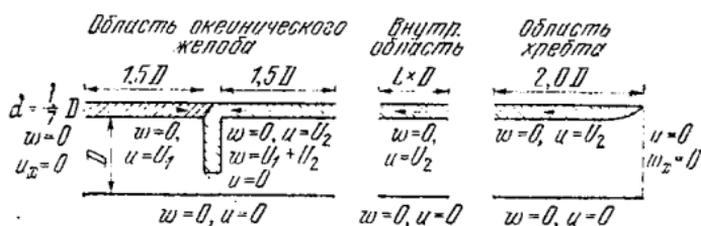


Рис. 70. Идеализированная двухслойная модель тектоники плит. Показана литосфера, перекрывающая верхнюю мантию, которая предполагается пьютоновской жидкостью. Модель состоит из трех зон, которые состыкуются с помощью граничных условий в полную модель с горизонтальной протяженностью L , зависящей от выбора размеров внутренней области (т. е. практически — от размеров плиты). Граничные условия выражаются через горизонтальную u и вертикальную w компоненты скорости, а индекс x или z указывает на частную производную по соответствующей переменной (например, $w_x = \frac{\partial w}{\partial x}$).

плита, в различных вариантах задачи или покоится, или движется навстречу океанической плите со скоростью $u = U_1$. Расчет, выполненный Рихтером, позволил рассмотреть вопрос о балансе сил для двумерной модели океанической литосферы. Оказалось, что «толкающая» сила океанического хребта $F_{т. х}$ (из-за возвышения хребта примерно на 3 км над дном окружающего океана литосферная плита как бы гравитационно соскальзывает с него) примерно уравновешивается силой трения $F_{тр}$, действующей на погружающуюся литосферу в местах, где она протыкает жесткий наружный слой у океанических желобов. Эти силы в расчете на единицу длины литосферы в направлении оси y (перпендикулярной плоскости рис. 70) оказались равными

$$F_{т. х} \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ дин/см}, \quad F_{тр} \sim 2,5 \cdot 10^{15} \text{ дин/см}.$$

Опуская $F_{т. х}$ и $F_{тр}$ в уравнении равновесия океанической литосферы, запишем его в виде

$$F_{п. п} + F_{п. б} + F_{с. т} = F_p, \quad (156)$$

где F_p — отрицательная сила плавучести, действующая на тяжелый холодный погружающийся в мантию блок

литосферы, $F_{в.п}$ — сила вязкого сопротивления, действующая со стороны мантии на основание литосферной плиты, $F_{в.б}$ — сила вязкого сопротивления, действующая на обе стороны погружающегося в мантию литосферного блока, $F_{с.т}$ — сила давления, действующая на торец погружающегося блока, тормозящая его «падение» в мантию.

Уравнение (156) удобно анализировать графически. График правой части (156) называется кривой плавучести, а левой — кривой напряжений. График кривых плавучести — напряжения для различных модельных законов распределения вязкости в верхней мантии показан на рис. 71.

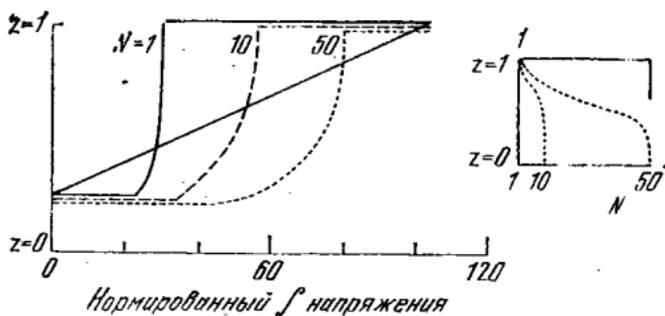


Рис. 71. Графики плавучести — напряжения для трех различных максимальных отношений вязкостей $N = \eta(z=0)/\eta(z=1)$ (распределение вязкости показано справа). Горизонтальный размер плиты равен 10 000 км, а ее погруженная часть достигает глубины $z=0,25$. Ось z направлена от подошвы верхней мантии вверх. На графике безразмерная координата z меняется от 0 до 1. В размерном виде этому соответствует изменение от 0 до $D=600$ км. Единицы, в которых измеряется напряжение, нормированы таким образом, что для каждого из случаев $N=1$; 10 и 50 этими единицами являются $\eta_0 U$; $\eta_0 U/3$ и $\eta_0 U/9$ соответственно, где η_0 — значение вязкости у основания литосферы для каждого из рассмотренных случаев.

Кривая плавучести — диагональная прямая — дает значение интеграла от архимедовой силы по области от торца погружающейся плиты до поверхности и, таким образом, наглядно показывает формирование движущей силы в тектонике плит.

Кривая напряжений суммирует эффект сил сопротивления как функций глубины. Горизонтальные участки этих кривых при $z = z_0 = 0,25$ изображают часть тормозящей силы, обусловленной действием возмущения давления на торец погружающейся плиты; верхние горизонтальные участки этих кривых при $z = 1$ показывают величину силы вязкого торможения, действующей на основание литосферной плиты, а части кривых, соединяющие эти горизонтальные участки, показывают величину

вязких сил, действующих на обе стороны погружающейся плиты. Замкнутость кривой плавучести — напряжение указывает на то, что силы, действующие на литосферу, находятся в равновесии.

В областях, где кривая плавучести имеет большую абсциссу, чем кривая напряжений, погружающаяся плита находится в состоянии растяжения (на рис. 71 мы видим, что эта зона примыкает к поверхности); в противоположном случае имеют место напряжения сжатия, а масштаб напряжения в плите на каждой глубине z дается разностью обеих кривых. Согласно рис. 71 рост вязкости с глубиной усиливает роль силы, действующей на торец погружающейся плиты, и вязкую силу, действующую на боковые стороны, а значение вязкой силы сопротивления, действующей на основание литосферы, заметно понижается. Кроме того, переход от напряжений сжатия к напряжениям растяжения происходит на заметно меньшей глубине, что ближе соответствует данным наблюдений. Далее, уже при увеличении вязкости с глубиной в 10 и большее число раз скорость движения плиты перестает коррелировать с ее площадью, что также согласуется с данными наблюдений.

Исследование тепловой структуры достаточно глубоко погруженных плит позволяет получить оценку полной силы плавучести, которая оказывается порядка $\sim 10^{16}$ дин/см. При силе плавучести такого масштаба значение η_0 в законе изменения вязкости с глубиной $\eta = \eta_0 N(z)$ (функция $N(z)$ дана на рис. 71) равно $\eta_0 = 10^{20}$ и $\eta_0 = 3,3 \cdot 10^{19}$ г/(см·с) для моделей с изменением вязкости в 10 и 50 раз соответственно (скорость плиты $U = 8$ см/год).

Последний вопрос, который был исследован Рихтером, — это подбор такого профиля вязкости, который позволил бы получить достаточно малый горизонтальный градиент давления

$$\frac{\partial p}{\partial x} \leq 0,07 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}^2) = 7 \cdot 10^{-8} \text{ бар}/\text{см}, \quad (157)$$

приводящий в движение обратное течение в мантии. Чтобы выполнялось условие (157), к основанию океанической литосферы должна примыкать зона мантии мощностью ~ 350 км с пониженной вязкостью, а подстилающий эту зону слой должен иметь вязкость, в 20 и более раз большую. Исследованные модели показали, что континентальные плиты, примыкающие к океаническим же-

лобам, приводятся в движение потоками, возникающими в подстилающей их мантии вследствие погружения океанической плиты. Скорости этих плит на порядок меньше скоростей океанических плит и не зависят от площадей плит, так как интеграл по площади плиты от вязкой силы, действующей на основание континентальной плиты, близок к нулю.

8.4.5. Конвекция в нижней мантии. Автономность конвекции в нижней мантии от конвекции в верхней мантии при ее возникновении, видимо, была обусловлена скачком вязкости на 1—2 порядка на глубине второго фазового перехода $l \sim 650$ км (см. § 7.6). Из-за выделения коры из верхней мантии эта граница является также слабой химической границей.

Начнем с выбора физических параметров. Для верхней мантии оценки параметров даются (139). Оценки параметров для нижней мантии можно составить с помощью данных §§ 7.3, 7.5—7.7, 8.4.2:

$$\begin{aligned} g &\approx 10^3 \text{ см/с}^2, \quad \alpha \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}, \\ c_p &\approx 1,2 \cdot 10^7 \text{ эрг/(г} \cdot \text{К)}, \\ \rho &\approx (4,4 \div 5,5) \text{ г/см}^3, \quad \bar{\alpha} \sim 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}, \quad \bar{\rho} \sim 5 \text{ г/см}^3, \\ q &\sim 2,4 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/(см}^3 \cdot \text{с)}, \quad d_1 = 2,2 \cdot 10^8 \text{ см}, \\ v &\sim (1 \div 10) \cdot 10^{22} \text{ см}^2/\text{с}, \quad \bar{v} \sim 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^2/\text{с}, \\ \chi &\sim (1 \div 3) \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}, \quad \bar{\chi} \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}. \end{aligned} \quad (158)$$

Средняя кинематическая вязкость нижней мантии $\bar{v} \sim 2 \cdot 10^{22}$ см²/с принята в соответствии с данными § 7.6, согласно которым $\bar{\eta} \sim \bar{\rho} \cdot \bar{v} \sim 10^{23}$ пуаз. Неопределенность \bar{v} ясна из рассмотрения, проведенного в § 7.6. При оценке интервала значений для χ использовалась формула (70) для κ и данные для коэффициента Грюнпайзена γ и дебаевской температуры Θ в нижней мантии, приведенные в §§ 7.5 и 7.7.

В § 7.7 был оценен тепловой поток из ядра в мантию $Q_{\text{я}} \approx 4,35 \cdot 10^{19}$ эрг/с. Поделив его на площадь поверхности ядра $4\pi R_{\text{я}}^2$, найдем $F_{\text{я-м}}$:

$$F_{\text{я-м}} = 28,5 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}. \quad (159)$$

Величину (159) следует рассматривать как нижнюю оценку потока из ядра в мантию. Однако еще никому не удалось предложить значимые тепловые ресурсы для

энергетики земного ядра, исключая выделение энергии при кристаллизации внутреннего ядра. Поэтому мы принимаем для $F_{\text{я-м}}$ оценку (159).

В рассматриваемой задаче нижняя мантия моделируется плоским слоем толщиной d_1 (158). То, что на самом деле нижняя мантия представляет собой сферическую оболочку с внешним радиусом $R_2 \approx 5670$ км и внутренним радиусом $R_1 = 3486$ км, мы при расчетах параметров погранслоев на ее границах эффективно учтем, пользуясь локальными значениями тепловых потоков при $r = R_1$ и $r = R_2$. Объем нижней мантии $V_{\text{нм}} = (4\pi/3)(R_2^3 - R_1^3) = 6,3 \cdot 10^{26}$ см³. Выделение в ней тепла за счет радиоактивности $Q_{\text{нм}} \sim q \cdot V_{\text{нм}} = 15,1 \cdot 10^{19}$ эрг/с примерно в четыре раза больше тепла, вводимого в мантию из ядра. Если еще учесть, что тепловая инерция нижней мантии велика, $\sim (1-2) \cdot 10^9$ лет (см. § 8.4.2), то, согласно рис. 65, эффективное тепловыделение в ней могло быть в 1,5—2 раза больше современного. Таким образом, основной ввод тепла в нижнюю мантию осуществляется за счет внутреннего радиоактивного разогрева.

Тепловой поток из ядра в мантию создает тепловой погранслой у подошвы мантии (Джиплоз, Рихтер, 1979 г.). Оценим толщину этого погранслоя δ_1 и наддиабатическую разность температур (ΔT_1) у границы с ядром. Предположим, что этот слой находится на границе конвективной неустойчивости, когда для него достигается критическое значение числа Рэлея по потоку R_{F_c} (150), $R_{F_c} \sim 10^3$. Разрешая (150) относительно $d = \delta_1$, найдем

$$\delta_1 \approx R_{F_c}^{1/4} \left(\frac{\rho c_p \chi^2 \nu}{\alpha g} \right)^{1/4} F_{\text{я-м}}^{-1/4} \approx 4,5 \cdot 10^7 \text{ см} = 450 \text{ км}, \quad (160)$$

где для области у подошвы мантии мы приняли $\alpha = 1 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹, $\chi \sim 3 \cdot 10^{-2}$ см²/с, $\nu \sim 2 \cdot 10^{22}$ см²/с, $\rho \sim 5,5$ г/см³. В тепловом погранслое теплоперенос осуществляется за счет обычного механизма теплопроводности. Следовательно,

$$F_{\text{я-м}} \sim (\rho c_p \chi) \frac{\Delta T_1}{\delta_1}, \quad \text{или} \quad \Delta T_1 \sim \frac{F_{\text{я-м}} \delta_1}{\rho c_p \chi} \sim 650 \text{ К}. \quad (161)$$

Оценки (160) и (161), видимо, следует рассматривать как верхние границы δ_1 и ΔT_1 . Уменьшив их в два раза,

будем считать, что δ_1 и ΔT_1 лежат в интервалах

$$\delta_1 \sim (200 \div 450) \text{ км}, \quad \Delta T_1 \sim (300 \div 650) \text{ К}. \quad (162)$$

Перейдем теперь к рассмотрению конвекции в нижней мантле, считая, что она вызывается внутренним подогревом. Если в плоском слое содержатся источники тепла мощностью q , то тепловыделение в столбе, опирающемся на единицу площади, формирует тепловой поток $F = qd_1 = (\rho c_p \chi) \frac{\Delta T}{d_1}$, где характерная разность температур ΔT определена так, чтобы тепловой поток в слое за счет молекулярной теплопроводности был равен F :

$$\Delta T = \frac{qd_1^2}{\rho c_p \chi}. \quad (163)$$

В этом случае вместо числа Рэля Ra (138) удобно ввести новое безразмерное число Rq , которое получается из Ra (138) при замене в нем $(T_2 - T_1)$ на ΔT (163):

$$Rq = \frac{\alpha g q d_1^5}{\rho c_p \chi^2 \nu}. \quad (164)$$

Если в слой тепло вводится как за счет внутреннего подогрева qd_1 , так и за счет потока f_0 , подводимого к нижней границе, то полный поток тепла, вводимый в слой, будет $F_0 = f_0 + qd_1$, и мы приходим к обобщенному числу Рэля по потоку

$$R_{F_0} = \frac{\alpha g (f_0 + qd_1) d_1^4}{\rho c_p \chi^2 \nu}. \quad (165)$$

В рассматриваемой задаче мы будем считать, что конвекция возникает только из-за паличия внутренних источников тепла. Критическое значение Rq для случая фиксированных границ составляет 2772 (для свободных границ оно меньше; ср. с данными для обычной задачи Рэля в табл. 17). Критическая ширина ячейки при этом получается равной $\lambda_c = 2,39 d_1$, т. е. несамного превосходит значение $\lambda_c = 2,016 d_1$, получаемое в задаче Рэля с фиксированными границами. Подставляя в (164) значения (158), найдем $Rq \sim 3,9 \cdot 10^6$, т. е. $Rq \gg Rq_c$.

Следовательно, аналогично ранее рассмотренным задачам, можно ввести приближение пограничного слоя. Наиболее существенная особенность конвекции, вызванной

внутренними источниками тепла, состоит в том, что все слои жидкости должны выноситься к верхней границе, где они теряют тепло. В этом случае модель конвективного движения имеет следующие черты. К верхней границе ячейки примыкает тонкий пограничный слой, который переходит в узкий нисходящий поток, примыкающий к правой вертикальной границе ячейки. (Рассматривается ячейка, движущаяся в которой происходит по часовой стрелке.) В остальной части ячейки жидкость поднимается вверх. Таким образом, восходящий поток охватывает почти всю ячейку, и конвективное движение обладает явной асимметрией — отсутствуют нижний пограничный слой и горячий восходящий поток, примыкающий к левой вертикальной границе ячейки.

Как и раньше, ширина пограничного слоя у верхней границы обозначается через δ , ширина нисходящего потока также примерно равна δ . Соответственно горизонтальная скорость пограничного слоя u_x и вертикальная скорость u_z в нисходящем потоке примерно равны, $u_x \sim u_z$. В рассматриваемой задаче число Прандтля Pr (141) можно считать равным бесконечности, и все физические характеристики конвекции (δ , u_x , u_z и число Нуссельта) являются функциями только числа Рэлея Rq (164):

$$u_x = b_1 Rq^{2/5} \frac{\bar{\chi}}{d_1}, \quad u_z = b_2 Rq^{2/5} \frac{\bar{\chi}}{d_1}, \quad \delta = b_3 Rq^{-1/5} d_1, \\ Nu = b_4 Rq^{1/5}, \quad (166)$$

где константы b_i ($i = 1, 2, 3, 4$) можно определить, лишь используя результаты численных моделирований конвекции (т. е. решений точных уравнений для рассматриваемой модели на вычислительных машинах). Формулы (166) похожи на соотношения Туркотта и Оксбурга (142), полученные для задачи Рэлея. Численное моделирование задачи рассматриваемого типа для верхней мантисы $d = 700$ км было выполнено в фундаментальной работе Маккензи, Робертс и Вейса (1974 г.).

Свои численные результаты они описали зависимостями

$$\left. \begin{aligned} \lg \bar{T} &= 0,76 \lg E + 3,58, \\ \lg u_x &= 0,54 \lg E + 1,85, \\ \lg u_z &= 0,65 \lg E + 2,28, \\ \lg \frac{\delta}{d} &= -0,15 \lg E - 1,25, \end{aligned} \right\} \quad (167)$$

где $E = qd$ — тепловой поток, соответствующий мощности внутренних источников тепла, — в Вт/м², u_x и u_z — в мм/год, \bar{T} — перепад температуры в погранслое у верхней границы — в К. Мы видим, что $\bar{T} \sim Rq^{0,76}$, $u_x \sim Rq^{0,51}$, $u_z \sim Rq^{0,65}$ и $\delta \sim Rq^{-0,15}$ и показатели степени несколько отличаются от теоретических зависимостей (166). Однако у нас в задаче о конвекции в нижней мантии имеются и другие отличия от задачи Маккензи и др., по оценке постоянных в (168) по данным (167), можно думать, будет приводить к качественно правильным результатам, тем более, что в обоих случаях мы полагаем $E = qd = q_1 d_1 \approx 60$ эрг/(см² · с) — среднему тепловому потоку из недр Земли. В этих условиях из (167) находим $\bar{T} \approx 447$ К, $u_x \approx 1,6$ см/год, $u_z \approx 3,1$ см/год, $\delta = 0,086d$. Число Рэлея в задаче Маккензи и др. $Rq = 1,44 \cdot 10^6$, $\chi/d = 1,5 \cdot 10^{-2}/7 \cdot 10^7 \approx 2,1 \cdot 10^{-10}$ см/с = $6,6 \cdot 10^{-3}$ см/год, $Nu = Ed/\rho c_p \Delta T = 14$. С помощью этих данных получаем следующие значения постоянных b_i в (166):

$$b_1 = 0,83, \quad b_2 = 1,6, \quad b_3 = 1,5, \quad b_4 = 0,82. \quad (168)$$

С этими значениями параметров b_i и $Rq = 3,9 \cdot 10^6$ формулы (166) дают

$$u_x \sim 1 \text{ см/год}, \quad u_z \sim 2 \text{ см/год}, \quad \delta \sim 160 \text{ км}, \quad Nu \sim 17. \quad (169)$$

По числу Прусселя Nu определим сверхадiabатическое приращение температуры ΔT_1 в погранслое:

$$\Delta T_1 \sim \frac{Ed_1}{\rho c_p \chi Nu} \sim 650 \text{ К}. \quad (170)$$

В конвективных ячейках нижней мантии имеются две характерные скорости: скорость погранслоя и нисходящего потока $u \sim u_x \sim u_z$ и масштаб скорости U в остальной части ячейки. Вертикальную составляющую последней скорости U_z можно определить с помощью закона сохранения массы $U_z d_1 \sim u_z \delta$ — количество вещества, втекающее в погранслой, равно стоку вещества в нисходящем потоке

$$U_z \sim u_z \frac{\delta}{d_1} \sim 2 \frac{160}{2200} \sim 0,15 \text{ см/год}. \quad (171)$$

Соответственно мы имеем три характерных времени:

$$\begin{aligned} \tau_k &\sim \frac{d_1^2}{\pi^2 \chi} \sim 7,7 \cdot 10^9 \text{ лет}, \\ \tau_{\text{ш}} &\sim \frac{d_1}{u_z} \sim 1,1 \cdot 10^8 \text{ лет}, \quad \tau_{\text{пз}} \sim \frac{d_1}{U_z} \sim 1,5 \cdot 10^9 \text{ лет}, \end{aligned} \quad (172)$$

Здесь τ_{κ} — время установления стационарной конвекции — оно для нижней мантии больше возраста Земли. Следовательно, конвекция в нижней мантии нестационарна. $\tau_{\kappa 1}$ — время одной циркуляции в конвективной ячейке — оно оказалось $\sim 10^8$ лет, т. е. порядка времени жизни литосферы. За время $\tau_{\kappa 1}$ (172) обновляется погранслои на глубинах 700—850 км. Наконец, важное значение имеет $\tau_{\kappa 2} \sim 1,5 \cdot 10^9$ лет — время выноса вещества от основания нижней мантии в ее погранслои на глубинах ~ 700 —850 км. Величина $\tau_{\kappa 2}$ равна времени геологической инерции нижней мантии.

Физический смысл $\tau_{\kappa 2}$ заключается в том, что тепло, выносимое в современную эпоху в погранслои, образовалось на дне мантии $\tau_{\kappa 2}$ лет тому назад, когда скорость радиоактивного тепловыделения была заметно больше (см. рис. 65).

Поскольку $\tau_{\kappa 2}$ много больше, чем $\tau_{\kappa} \sim 10^8$ лет (время геологической инерции верхней мантии), то оно определяет время тепловой инерции Земли. В § 8.4.2 был построен график радиоактивного тепловыделения в Земле (рис. 65). Анализ этого графика с учетом теплового потока из ядра в мантию позволил нам оценить время термической релаксации Земли $\tau_E \sim 1,5 \cdot 10^9$ лет.

Полученная только что оценка $\tau_{\kappa 2}$ совпадает с τ_E и, таким образом, дает физическое обоснование величине $\tau_E \sim 1,5 \cdot 10^9$ лет. Точное совпадение оценок $\tau_{\kappa 2}$ и τ_E , видимо, является случайностью, и этому не следует придавать большого значения. Однако из всего сказанного в § 8.4.2 и § 8.4.5, по-видимому, можно заключить, что фундаментальная постоянная Земли $\tau_E \sim (1 \div 2) \cdot 10^9$ лет.

Следующий важный вопрос — это превышение температур в мантии над адиабатическими температурами, оказанными на рис. 46. Такое превышение формируется в трех погранслоях Земли.

Согласно оценке (151), ададиабатичность верхней мантии ~ 620 К. Половину этой величины можно отнести к нижнему погранслою верхней мантии, $\Delta T_1 \sim 300$ К. Во втором погранслое на глубинах 700—850 км, согласно (170), сверхадиабатическая разность температур $T_2 \approx 650$ К. Наконец, в погранслое у границы с ядром (см. (161)—(162)] $\Delta T_3 \sim 500$ К. Суммируя, можно заключить, что сверхадиабатическая разность температур мантии ~ 1000 —1500 К. Адиабатические температуры у границе мантия — ядро ~ 2900 К (см. § 7.7). Следовательно, можно считать, что реальные температуры на

границе мантия — ядро лежат в пределах 3500—4500 К. Это именно тот интервал температур, который был принят при расчете адиабатических температур ядра, показанных на рис. 47 (§ 7.7).

Картина теплового режима Земли, изложенная в этом параграфе, позволяет дать новую интерпретацию зонам низких Q_n в мантии Земли (см. § 3.2). Такие зоны имеются на границе с ядром, под океанической литосферой, и, согласно работе В. М. Дорофеева и В. П. Жаркова (1978 г.), слой низких Q_n намечается на глубинах 700—900 км.

В связи с изложенным исследованием структуры слоя низких Q_n на глубинах ~ 700 —900 км имеет большое значение для проблемы конвекции в мантии Земли. Так как мы предполагаем, что зоны низких Q_n в мантии — это тепловые погранслои и по существу зоны перегрева в мантии, то, согласно результатам § 7.6, в мантии должны существовать три зоны пониженной вязкости — по числу погранслоев. Первая зона пониженной вязкости — это классическая астеносфера Земли, она четко выявляется по многим признакам под океанической литосферой. Вторая зона пониженной вязкости, согласно нашим прогнозам, должна располагаться на глубинах 700—900 км, и ее открытие и изучение — дело будущего. Третья астеносферная зона мантии расположена у ее подошвы на границе с ядром Земли. Об этой зоне упоминалось в § 3.2.

Четкое выделение погранслоев в мантии позволяет выдвинуть новые предположения. В § 8.4.2 было указано, что, согласно новейшим данным геохимии, верхняя и нижняя мантия не обмениваются веществом. Однако щелочные лавы горячих точек (см. §§ 8.1, 8.3.3) имеют явно не верхнемантийное происхождение. С позиций представлений, изложенных в § 8.4, этому факту можно дать следующее простое и естественное объяснение. При сильном перегреве второго погранслоя Земли ($l \sim 700$ —900 км) он может стать гравитационно-неустойчивым, и «куски» этого слоя с горизонтальным масштабом ~ 150 км (т. е. порядка мощности этого погранслоя) начнут «вырываться» из него и всплывать к подошве литосферы, инициируя образование горячих точек на поверхности Земли. В более общем плане можно высказать утверждение, что перегрев наружных погранслоев Земли ($l < 900$ км) приводит к их гравитационной неустойчивости, активному разрушению, сопровождаемому

всплывавшем материале этих слоев к подошве литосферы. Такие эпохи в истории Земли выглядят как периоды тектонической активности.

В § 8.3.3, посвященном горячим точкам, обсуждался вопрос об их использовании в качестве реперов, связанных с мантией, по отношению к которым можно определить абсолютные скорости литосферных плит. В § 8.3.5, посвященном кинематике литосферных плит, было выяснено, что абсолютные скорости медленных литосферных плит (скорости ~ 1 см/год) определить не удастся из-за того, что сами горячие точки в действительности медленно мигрируют друг относительно друга. Теперь этот факт получает естественное объяснение. Горячие точки — это следы перегретого вещества мантии из погранслоя, расположенного на глубинах ~ 700 — 900 км. Горизонтальные скорости этих погранслоев конвективных ячеек шикней мантии, согласно оценке (169), как раз и составляют величины ~ 1 см/год. Таким образом, становится понятным, почему точность определения абсолютных скоростей литосферных плит не выходит за пределы значений ~ 1 см/год.

Следующий вопрос — это проблема равенства средних тепловых потоков в континентальном и океаническом регионах Земли. В конце гл. 5 с помощью оценок было показано, что примерно 40% континентального потока формируется за счет радиогенного тепловыделения в коре, а $\sim 60\%$ поступает из мантии. В океаническом регионе почти все тепло поступает из мантии. Из-за обедненности верхней мантии радиоактивными примесями почти все тепло верхней мантии поступает в нее из погранслоя, расположенного на глубинах 700—900 км, который сам в свою очередь аккумулирует тепловыделение в нижней мантии и то тепло, которое поступает из ядра в мантию. Далее, континентальный сегмент Земли имеет значительно более толстую литосферу, чем литосфера океанического региона, и в соответствии с оценками, приведенными выше, конвективный теплоперенос в континентальной верхней мантии составляет примерно $2/3$ от теплопереноса в океанической верхней мантии. Этому факту можно дать следующее объяснение. Погружающиеся холодные литосферные блоки океанической литосферы в своем движении к основанию верхней мантии не успевают полностью прогреться и принять температуру окружающей верхней мантии. Образуя противоток, замыкающий течение погранслоя океанической

литосферы, они на глубине ~ 700 км приходят в контакт с погранслоем нижней мантии и, как следует из только что приведенной оценки, охлаждают средний погранслой мантии в полтора раза более эффективно, чем это происходит на границе с континентальной верхней мантией. Следовательно, на глубинах $\sim 700-900$ км должна иметься тенденция к несколько преобладающему выносу тепла в зону океанической верхней мантии.

Как мы видим, картина течений и теплопереноса в мантии Земли оказывается очень сложной.

Согласно оценкам (162), третий погранслой мантии расположен на глубинах $\sim 2600-2885$ км. Термический режим этого слоя, видимо, играет важную, а возможно и определяющую роль в гидродинамике ядра. Действительно, пока еще не предложено достаточно убедительного объяснения явления смены полярности магнитного диполя Земли — явления, положенного в основу геомагнитной хронологической шкалы (см. конец § 8.2). В шкале Хейрцлера для последних 79 млн. лет имеется 171 смена полярности. Следовательно, в среднем за 1 млн. лет полярность меняется 2 раза.

Можно высказать предположение, что физической причиной, приводящей к смене полярности геомагнитного диполя, является гравитационная неустойчивость перегретого третьего погранслоя мантии Земли. Именно из-за гравитационной неустойчивости «кусок» перегретого вещества из этого слоя с масштабом порядка его толщины $\sim 200-300$ км (162) постепенно воздымается и уходит из слоя вверх, а на его место поступает «холодный» материал вышележащей мантии. Согласно оценке (162) температура холодного мантийного материала на $\sim 300-500$ К ниже температуры вещества погранслоя, примыкающего к ядру. Такое тепловое возмущение резко меняет картину гидродинамических течений в ядре и, возможно, приводит к смене полярности геомагнитного диполя. Записи палеомагнитного поля Земли в эпохи смены полярности со временем, быть может, будут привлекаться для изучения деталей процессов гравитационной неустойчивости в третьем погранслое Земли.

В порядке предположения можно выдвинуть гипотезу, что «разрушение» третьего погранслоя Земли из-за гравитационной неустойчивости приводит к его замещению холодным материалом, о чем мы только что говорили, и гидродинамические течения ядра определяются скоростью его охлаждения на границе ядро — мантия.

Это совершенно новый подход к причинам течений в ядре, и он еще недостаточно разработан. На этом мы заканчиваем изложение физических основ, так или иначе связанных с механизмом тектоники плит. Совершенно очевидно, что очень многое из того, о чем говорилось в § 8.4, является большим упрощением реальности и имеет гипотетический характер. Обо всем этом всегда должен помнить читатель.

В заключение изложим сравнение предсказаний теории тектоники плит с данными наблюдений, следуя обзору Оксбурга и Туркотта (1978 г.).

8.4.6. Сравнение с наблюдениями. Теоретический вывод о том, что океаническая литосфера представляет собой холодный пограничный конвективный ячеек верхней мантии, позволяет получить простые формулы для теплового потока F , рельефа дна w и высот геоида Δh как функций возраста океанического дна t . Формула для теплового потока следует из баланса тепла в столбе литосферы высотой d_l и шириной Δx , который отодвигается от оси срединно-океанического хребта с постоянной скоростью u_x (рис. 72).

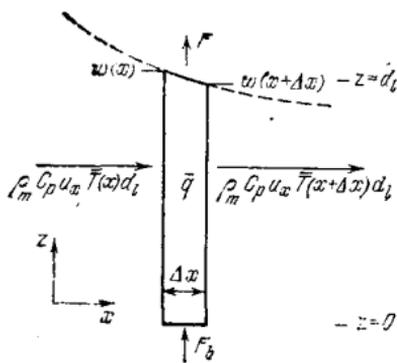


Рис. 72. Схема, иллюстрирующая баланс энергии в столбе материала океанической литосферной плиты, отодвигающейся от оси срединно-океанического хребта. На рисунке показаны тепловый поток F у поверхности и F_b у дна плиты, усредненные по глубине плиты температуры $\bar{T}(x)$ и $\bar{T}(x+\Delta x)$, среднее тепловыделение в единице объема плиты \bar{q} и изменение глубины $w(x)$ на протяжении Δx рассматриваемого столба литосферы; ρ_m и c_p — плотность и удельная теплоемкость материала плиты.

Уравнение теплового баланса имеет вид

$$\rho_m c_p u_x \bar{T}(x) d_l + F_b \Delta x + \bar{q} d_l \Delta x = \rho_m c_p u_x \bar{T}(x + \Delta x) d_l + F \Delta x, \quad (173)$$

где ρ_m , c_p и \bar{q} — плотность, теплоемкость и среднее тепловыделение в литосфере, d_l — толщина литосферы, \bar{T} — температура, усредненная по толщине литосферы.

В (173) слева стоит поступление тепла в слой шириной Δx , расположенный на расстоянии x от оси хребта и имеющий бесконечное протяжение по координате y . Все величины отнесены к единице длины литосферы по оси y . Из-за потери тепла литосферой ее средняя темпе-

ратура является убывающей функцией расстояния от оси хребта, $\bar{T}(x) > \bar{T}(x + \Delta x)$. Возраст литосферы, отодвигающейся от оси хребта с постоянной скоростью u_x , равен $t = x/u_x$.

Существует некоторое значение возраста литосферы $t_c \sim 80$ млн. лет такое, что при $t < t_c$ в уравнении теплового баланса (173) можно пренебречь тепловым потоком F_b , подводимым снизу, и внутренним тепловыделением \bar{q} , т. е. при $t < t_c$ в (173) можно положить $F_b = \bar{q} = 0$. Тогда получается простое выражение для теплового потока F как функции t :

$$F = (T_m - T_s) \left(\frac{\rho_m c_p \chi}{\pi t} \right)^{1/2}, \quad t < t_c, \quad (174)$$

где χ — коэффициент теплопроводности литосферы, T_m — температура мантийных пород, из которых образовалась литосфера, T_s — температура на поверхности литосферы. На рис. 73 показано сравнение $F(t)$ (174) с данными

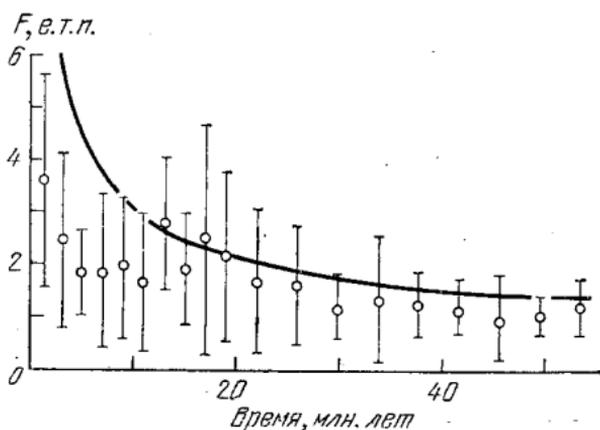


Рис. 73. Данные по тепловому потоку вместе со средними стандартными отклонениями для района Восточно-Тихоокеанского поднятия между 0 и 25° ю. ш. (Андерсон и Хобарт, 1976 г.). Показано сравнение с теоретической кривой (Оксбург и Туркотт, 1978).

измерений Р. Андерсона и Хобарта (1976 г.) на участке океанического дна, примыкающего к Восточно-Тихоокеанскому поднятию между 0 и 25° ю. ш. Показанная на этом рисунке кривая рассчитана при $\rho_m = 3,3$ г/см³, $c_p = 0,25$ кал/(г · К), $\chi = 8 \cdot 10^{-3}$ кал/(см · К), $\chi = 10^{-2}$ см²/с и $T_m - T_s = 1200$ К.

Данные измерений лежат систематически ниже теоретической кривой, в особенности для океанической коры с возрастом моложе 12 млн. лет. Указанное расхождение, видимо, обусловлено быстрым конвективным охлаждением холодными океаническими водами наружного

пористого и трещиноватого слоя коры. Большой разброс данных также приписывается указанной конвективной циркуляции. Физически это следует понимать так. Наружный слой коры содержит поровое пространство, по которому циркулирует океаническая вода. Конвекция воды в поровом пространстве, как это следует из рис. 73, выносит заметное количество тепла в дополнение к молекулярному тепловому потоку, который идет по сплошному «каркасу» коры. Число Русселята корового слоя больше единицы. Конвекция в поровом резервуаре коры создает сложные конвективные ячейки, что в свою очередь приводит к заметному разбросу данных по тепловому потоку.

Океанический хребет представляет собой достаточно обширную структуру и находится в состоянии, близком к гидростатическому равновесию. Это означает, что вес единичного столба литосферы вместе со слоем воды, опирающимся на подошву литосферы, не зависит от x (расстояния до оси хребта).

Замещение слоя литосферы $w(x)$ слоем воды создает дефект плотности $(\rho_m - \rho_w)w$ и дефект веса $(\rho_m - \rho_w)wg$ (ρ_m и ρ_w — плотность литосферы и воды соответственно). На заданном расстоянии x этот дефект веса в точности компенсируется за счет утяжеления литосферы из-за ее остывания $\alpha \rho_m [\bar{T}_m - \bar{T}(x)] d_l g$, где α — коэффициент теплового расширения, d_l — толщина литосферы, т. е. глубина расположения изотермической поверхности $T(z) = T_m$. Условие

$$(\rho_m - \rho_w)w(x) = \alpha \rho_m [T_m - \bar{T}(x)] d_l(x)$$

позволяет получить искомое выражение

$$w(t) = \frac{2\rho_m \alpha}{\rho_m - \rho_w} \left(\frac{\kappa t}{\pi} \right)^{1/2} (T_m - T_s), \quad t < t_k. \quad (175)$$

Сравнение наблюдений с расчетом дано на рис. 74. Кривая $w(t)$ (175) получена с $\alpha = 3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ и $\rho_m - \rho_w = 2,3 \text{ г/см}^3$. Поскольку рельеф дна $w(t)$ определяется средней температурой $\bar{T}(x)$ по сечению литосферы на расстоянии x ($x = u_x t$), то он нечувствителен к близкповерхностным возмущениям поля температур, вызываемым конвекцией океанических вод в пористом слое коры. Согласно между теорией и наблюдениями (рис. 74) можно рассматривать как подтверждение основной идеи тектоники плит, согласно которой литосфера представляет собой тепловой погранслой.

Понятие фигуры Земли — геоида — было введено в § 2.5. Не возмущенная ветровыми течениями поверхность океанов совпадает с поверхностью геоида — внешней эквипотенциальной поверхностью потенциала силы тяжести Земли. Круным достижением явилось определение этой поверхности при помощи прямой радарной

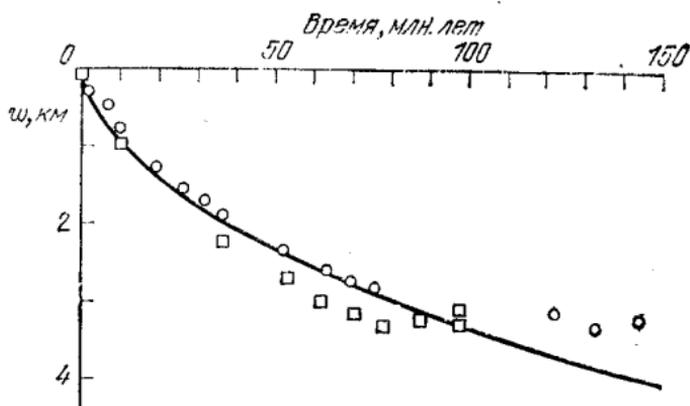


Рис. 74. Глубина океанического дна w относительно вершины хребта у его оси в северной части Тихого океана и в Северной Атлантике как функция возраста океанического дна t (Склатер, Лоувер и Парсонс, 1975 г.). Показано сравнение с теоретической кривой (Оксбург и Туркотт, 1978). Кружки — северная часть Тихого океана, квадратики — Северная Атлантика.

альтиметрии с американского геодезического спутника ГЕОС-3. Предположение о гидростатическом равновесии океанической литосферной плиты позволило Окендону и Туркотту (1977 г.) вывести простую формулу для высот геоида Δh — отклонений геоида от нормальной фигуры (см. § 2.5):

$$\Delta h = - \frac{2\lambda G \rho_m \alpha (T_m - T_s)}{g} \left(1 + \frac{2\rho_m \alpha (T_m - T_s)}{\pi (\rho_m - \rho_w)} \right) t, \quad t < t_K, \quad (176)$$

где G — гравитационная постоянная.

На рис. 75 приведено сопоставление теоретических высот геоида $\Delta h(t)$ (176) со сглаженным профилем геоида по данным ГЕОС-3. При расчете $\Delta h(t)$ (176) были приняты те же значения параметров, что и выше. Отличное согласие данных наблюдений и теории снова подтверждает модель теплового пограничного слоя для океанической литосферы.

Нижнюю границу литосферы можно определить условием, по которому литосфера на протяжении геологических интервалов времени ведет себя полностью как

жесткая плита (см. § 7.6). В этом случае за нижней границей литосферы принимаем изотермическую поверхность $T = T_1 < T_m$. Выбрав $T_1 - T_s = 1000^\circ\text{C}$ и прежние значения физических параметров, Оксбург и Туркотт определили толщину литосферы z как функцию возраста океанического дна t :

$$z_1 = 1,4\sqrt{t}, \quad (177)$$

где t — в миллионах лет и z_1 — в километрах.

При $t > t_k$ все формулы (174)–(177) должны содержать дополнительные слагаемые, которые зависят от подвода тепла к литосферной плите снизу, т. е. величины $F_b \neq 0$ в (173). Подвод тепла к литосфере снизу

($F_b \neq 0$) стабилизирует убывание теплового потока F (174), рост глубины w (175) и мощности литосферы z_1 (177) при $t > t_k$.

Детальная разработка этой темы — эффектов, обусловленных неравенством нулю F_b , — является актуальной проблемой теоретической тектоники плит, но принадлежит к более специальным вопросам, чем те, которые рассматриваются в этой книге.

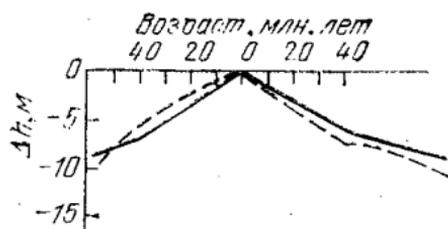


Рис. 75. Сглаженный профиль высот геоида вкосте простирания Срединно-Атлантического хребта на северной широте $45,5^\circ$ по данным ГЕОС-3 (высота орбиты 400 км) как функция возраста океанического дна. Дано сравнение с теоретическим профилем (Оксбург и Туркотт, 1978 г.). Сплошная линия — теория, пунктирная — наблюдения.

СТРОЕНИЕ ПЛАНЕТ И ЛУНЫ

Глава 9

СТРОЕНИЕ ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ

«В то же время развитие планетной астрономии стимулировало и развитие геофизики. Углубление знаний об одной из планет Солнечной системы бросало новый свет на проблемы, общие для всех ее членов».

*Джерард П. Койпер,
Барбара М. Миддлхерст,
«Планеты и спутники».*

9.1. Общие сведения и данные наблюдений

К планетам земной группы относятся Меркурий, Венера и Марс. Все планеты земной группы, включая Землю, сравнительно малы. В результате в процессе своего образования они не смогли удержать наиболее распространенную в космосе водородно-гелиевую компоненту. Кроме того, все эти планеты имеют дефицит воды, метана, аммиака — легкокислящих и довольно распространенных в космосе соединений. Основными составляющими планет земной группы являются силикаты и железо.

Суждение о внутреннем строении планет земной группы основано на геофизических данных, сведениях о массах, радиусах и моментах инерции планет, данных физики высоких давлений. Важные идеи вытекают из современных космогонических представлений.

Несмотря на скудность сведений, относящихся к этим планетам, вопрос об их моделях обсуждается в ряде статей и книг, опубликованных в последнее время.

В последние годы благодаря космическим исследованиям основные параметры Марса, Венеры и Меркурия

были заметно уточнены. Как мы знаем из первой части данной книги, при построении модели планеты в первую очередь необходимо знать ее массу M , средний радиус R или среднюю плотность ρ и безразмерный момент инерции $I^* = I/MR^2 \approx C/Ma^2$, где C — момент инерции относительно полярной осц, a — экваториальный радиус. Эти параметры, а также некоторые другие, по данным разных авторов собраны в табл. 18. В табл. 19 приведены

Т а б л и ц а 18

Данные наблюдений и параметры фигуры для планет земной группы

	Меркурий	Венера	Земля	Марс
Масса M , 10^{27} г	0,3302	4,869	5,974	0,6422
Экваториальный радиус a , км	2439	6052	6378	3399,1
Средний радиус R , км	2439	6050	6371	3390
Средняя плотность ρ_0 , г/см ³	5,44	5,25	5,514	3,94
$I^* = I/MR^2 \approx C/Ma^2$	—	—	0,33076	0,365(0,375) ¹⁾
Период вращения τ , сут	58,646	243,16	1,00	1,027
$q = 4\pi^2 a^3 / GM\tau^2$	$1 \cdot 10^{-6}$	$6,1 \cdot 10^{-8}$	$3,47 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$
J_2 , 10^{-6}	80 ± 60	$4,0 \pm 1,5$	1082,64	1959
J_2/q	80 ± 60	65 ± 25	0,31	0,43
J_2^0 , 10^{-6}	—	—	1072	1830
$\Delta J_2 = (J_2 - J_2^0)$, 10^{-6}	80 ± 60	$4,0 \pm 1,5$	10	130
α^{-1}	—	—	298,26	191,19
e	—	—	298,18	151,75
$M = B_0 \cdot R^3$, 10^{22} Гс·см ³	5	2	7 800	2,5
B_0 , гамм	350	10	30 950	64
Температура на поверхности, К(°C)	435(162)	733(460)	277(4)	255(-18)
$g_0 = GM/R^2$, см/с ²	370	887	982	373

1) Приведено значение для гидростатически равновесной и в скобках для реальной планеты.

первые коэффициенты (J_n , A_{nm} , B_{nm}) (см. формулу (30)) разложения внешнего гравитационного поля по сферическим функциям для Марса. Для Марса в настоящее время получено поле до двенадцатой гармоники включительно ($m \leq n \leq 12$). Таким образом, мы знаем крупномасштабную структуру гравитационного поля Марса намного лучше, чем было известно поле Земли до спутниковых измерений. В табл. 18 включены значения ма-

лого параметра теории фигуры q^*), динамического сжатия α (сжатия внешней эквипотенциальной поверхности гравитационного потенциала планеты — см. формулу (26)) и геометрического сжатия e

$$q = \frac{\omega^2 a^3}{GM} = \frac{4\pi^2 a^3}{GM\tau^2}, \quad \alpha = \frac{3}{2} J_2 + \frac{1}{2} q, \quad e = \frac{a-b}{a}, \quad (178)$$

где ω и τ — угловая скорость вращения и период вращения планеты, b — полярный радиус. Средний радиус

Т а б л и ц а 19

Коэффициенты разложения внешнего гравитационного поля Марса

Гравитационные моменты	Их значения, 10^{-5}	Гравитационные моменты	Их значения, 10^{-5}
J_2	495,9	B_{32}	0,31
A_{21}, B_{21}	0	A_{33}	0,49
A_{22}	-5,49	B_{33}	0,36
B_{22}	3,13	$J_3; J_4$	2,96; -1,02
A_{31}	0,49	$J_5; J_6$	-0,65; -0,34
B_{31}	2,62	$J_7; J_8$	0,25; 0,032
A_{32}	-0,59	$J_9; J_{10}$	1,03; 0,78

R в первом приближении выражается через экваториальный формулой $R = (1 - \alpha/3)a$. Безразмерный момент инерции I^* для Марса рассчитан по формуле Радо — Дарвина

$$I^* = \frac{I}{MR^2} = \frac{2}{3} \left\{ 1 - \frac{2}{5} \left[5 \left(1 - \frac{3}{2} \frac{J_2}{\alpha} \right) - 1 \right]^{1/2} \right\}. \quad (179)$$

Формула Радо — Дарвина имеет смысл для равновесной планеты или планеты, достаточно близкой к равновесной. Как подробно разъяснено в гл. 2, для равновесной планеты величины q и J_2 одного порядка малости. Обращаясь к табл. 18, мы обнаруживаем, что для Меркурия J_2 больше, чем q , в $\sim 80 \pm 60$ раз, а для Венеры в 65 ± 25 раз. Следовательно, можно утверждать, что Меркурий и Венера — самые неравновесные планетные тела

*) q равно отношению центробежного ускорения на экваторе $\omega^2 a$ к гравитационному ускорению GM/a^2 . Чем больше q , тем сильнее центробежные силы растягивают планету в направлении простирация экваториальной плоскости и соответственно планета сжимается вдоль полярной оси.

в Солнечной системе. Видимо, этот факт не случаен, а связан с тем, что вращение обеих планет в прошлом было сильно замедлено приливным трением.

Обычный способ определения момента инерции планеты по известным J_2 и q основан на использовании формулы Радо — Дарвина, причем предполагается, что планета близка к гидростатическому равновесию. Масштаб неравновесности Меркурия и Венеры исключает возможность найти их момент инерции таким путем. Для Меркурия и Венеры также неизвестны постоянные прецессии $H = Ma^2 J_2 / C$, где C — полярный момент инерции, и неясно, можно ли будет определить H для обеих планет в обозримом будущем. Отсюда следует, что найти момент инерции Меркурия и Венеры из данных наблюдений в ближайшем будущем, по-видимому, не удастся. Молодые Меркурий и Венера в раннюю эпоху, когда их вращение еще не было заторможено приливным трением, вращались значительно быстрее, чем сейчас, — с периодом ~ 10 ч. Соответственно малый параметр теории фигуры этих планет q , обратно пропорциональный квадрату периода вращения ($q \sim \tau^{-2}$), для молодых планет был значительно больше (примерно на четыре порядка) современных значений. Наблюдаемые значения J_2 для Меркурия и Венеры (табл. 18), примерно в 70 раз превосходящие q , можно рассматривать как некоторые реликтовые значения этой величины, относящиеся к ранним, гораздо большим значениям q , когда вращение планет еще не было в такой степени, как сейчас, замедлено приливным трением. А из-за того, что мантии обеих планет успели заметно охладиться и стали слишком жесткими (или слишком вязкими), фигура планеты как бы «замерзла» в некоторую далекую эпоху и поэтому не соответствует современной угловой скорости вращения планеты. Если разрешить формулу Радо — Дарвина относительно периода вращения

$$\tau_{J_2} = \left\{ \frac{\pi}{\rho_0 G J_2} \left[\frac{5}{6,25 (1 - 1,5I^*)^2 + 1} - 1 \right] \right\}^{1/2}, \quad (180)$$

где ρ_0 — средняя плотность планеты, то она позволяет оценить τ_{J_2} для эпохи, когда была «зафиксирована» равновесная фигура планеты, и значение J_2 , которое сохранилось до настоящего времени. Принимая для момента инерции Венеры $I^* = 0,334$ — значение, полученное по модельным расчетам (см. § 9.2, табл. 20), — найдем

некоторый палеопериод вращения Венеры

$$\tau_{J_2}(\text{Венера}) \approx 16,9_{-0,4}^{+0,3} \text{ сут.}$$

Полученный результат свидетельствует о том, что когда-то Венера вращалась быстрее. Период вращения молодой Венеры, вероятно, был еще меньше ~ 10 ч, однако неравновесность планеты, соответствующая столь быстрому вращению, видимо, давно стерлась из «памяти» Венеры из-за «текучести» ее мантии и ядра.

Зная неравновесное значение J_2 для Меркурия (см. табл. 18), можно оценить период вращения планеты в эпоху охлаждения ее силикатной оболочки и ее упрочнения. Предположим, как мы это только что сделали для Венеры, что величина J_2 соответствовала в ту эпоху состоянию гидростатического равновесия. Тогда, полагая для Меркурия $I^* = 0,324$ (значение, полученное на основе модельных расчетов, см. § 9.2), получим с помощью формулы Радо — Дарвина палеопериод планеты равным $\tau_{J_2}(\text{Меркурий}) = 3,6_{-0,9}^{+3,6}$ сут.

Американский астроном Д. Бернс, изучавший приливную историю замедления вращения Меркурия, пришел к заключению, что характерное время замедления $\sim 10^9$ лет. Полученная оценка не противоречит предположению Бернса о периоде вращения молодого Меркурия, равном ~ 8 ч. Кроме того, можно считать, что наружная оболочка Меркурия затвердела и стала достаточно прочной заметно раньше, чем через $\sim 10^9$ лет после своего образования.

Из-за того, что недра планет земной группы отклоняются от состояния гидростатического равновесия, разность их главных моментов инерции относительно осей, расположенных в экваториальной плоскости, не равна нулю. Эту разность можно рассчитать по формуле

$$\frac{B - A}{MR^2} = 4 \sqrt{A_{22}^2 - B_{22}^2}. \quad (181)$$

Для Марса она равна $25,3 \cdot 10^{-5}$. В табл. 18 приведено также значение гидростатической части квадрупольного момента J_2^0 для Марса, найденное Рназенбергом (1977 г.), и неравновесные значения квадрупольного момента $\Delta J_2 = J_2 - J_2^0$. Величина J_2 для Венеры определена Э. Л. Акимом, Э. П. Власовой и И. В. Чуйко по траекторным измерениям первых искусственных спутников

Параметры моделей Венеры для различных составов мантии и ядра

		Ве nera (кора: $M_K=0,0183 M$, $\Delta l_K=70$ км, $\rho_K=2,8$ г/см ³)					
	$\Delta\rho_0$, %	ядро — ВЯЗ			ядро — Fe		
		0	-4	-8	0	-4	-8
Мантия	ρ_0 , г/см ³	3,26	3,13	3,00	3,26	3,13	3,00
	M_1 , %	22,3	23,3	24,3	22,3	23,3	24,3
	M_2 , %	47,8	41,7	35,7	49,8	43,9	38,1
	l_1 , км	481	548	618	481	548	618
	l_2 , км	756	825	900	756	825	900
Граница ядра	M_J , %	29,9	35,0	40,0	27,9	32,8	37,6
	r_J , км	3210	3388	3548	3067	3239	3394
	ρ , г/см ³	15,39	5,17	4,96	5,45	5,24	5,03
	r_J , кбар	19,59	9,45	9,32	10,42	10,30	10,17
		4158	4066	978	4231	4144	4058
Центр	ρ , г/см ³	11,7	11,8	11,9	12,3	12,4	12,5
	r , кбар	2878	2987	3087	3006	3131	3246
	$I^* = I/MR^2$	0,334	0,328	0,321	0,333	0,326	0,319
	ΣFe (Земля—Венера)	2,2	1,7	0,5	0,5	-0,4	-0,4
							$\Delta l_K=35$ км
							0
							3,30
							18,4
							49,0
							420
							670
							32,6
							3486
							5,55
							9,91
							4354
							43
							3632
							0,33089

Примечание. ρ_0 — плотность мантии при нормальных условиях, M_1 и M_2 — масса верхней и нижней мантии, l_1 и l_2 — глубина первого и второго фазовых переходов в мантии, ВЯЗ — вещество ядра Земли, в последней строке дана разность полного содержания железа в моделях Земли и Венеры с мантиями пиротитового состава (см. табл. 3).

Венеры («Венера-9, -10»). Для Меркурия и Венеры $J_2 \gg J_2^0$ и с хорошей точностью $\Delta J_2 \sim J_2$. Знание величины ΔJ_2 позволяет оценить крупномасштабные статические касательные напряжения в недрах планет земной группы.

Данные о магнитных полях Меркурия, Венеры и Марса, приведенные в табл. 18, требуют дальнейших уточнений.

В январе 1972 г. советская станция «Марс-3», производя измерение магнитного поля на орбите вокруг Марса, обнаружила у этой планеты слабое дипольное поле (Ш. Ш. Долгинов, Е. Г. Ерошенко, Л. Н. Жузгов). Ось диполя наклонена к оси вращения планеты под углом $\sim 15-20^\circ$, а полярность марсианского магнитного поля обратна полярности земного магнитного поля. Напряженность поля на магнитном экваторе диполя оценивается величиной $B_0 = 64$ гаммы (1 гамма = 10^{-5} эрстед), а магнитный дипольный момент Марса $M = B_0 \cdot R^3 = 2,5 \cdot 10^{22}$ Гс \cdot см³. Вопрос о природе магнитного поля Марса и о связи этого поля с небольшим железным ядром планеты (или с ядром больших размеров, состоящим из сплава Fe — FeS) остается открытым. Неполнота данных о магнетизме Марса делает эту тему дискуссионной, хотя никто из ведущих специалистов в настоящее время не отрицает наличия у планеты собственного магнитного поля. Для разрешения остающихся вопросов было бы крайне полезно провести магнитную съемку с низкого полярного спутника.

Вопрос о том, имеется ли у Венеры собственное магнитное поле, является дискуссионным. Измерение магнитного поля в окрестности Венеры производилось советскими и американскими космическими аппаратами (КА) «Венера-4, -9, -10», «Маринер-5, -10» и спутником «Пионер-Венус». До 1976 г. считалось, что Венера не обладает собственным магнитным полем. В 1976 г. Г. Рассел высказал гипотезу о том, что данные магнитных измерений на «Венере-4» могут соответствовать наличию у планеты собственного магнитного поля. Аргументация в пользу существования у Венеры собственного магнитного поля на основе анализа данных, полученных на «Венера-4, -9, -10», была приведена Ш. Ш. Долгиновым с сотр. в 1977 г. Магнитный момент Венеры оценивался величиной $(3 \div 5) \cdot 10^{22}$ Гс \cdot см³, а напряженность поля на магнитном экваторе диполя $B_0 \sim (14 \div 23)$ гамм. Полярность магнитного поля Вене-

ры совпадает с полярностью магнитного поля Земли. Дальнейший пересмотр данных по КА «Венера-9, -10» понизил значение магнитного момента планеты M и величину напряженности поля B_0 до значений $2 \cdot 10^{22}$ Гс · см³ и 10 гамм соответственно. Как сообщил Г. Рассел на XXIII ассамблее КОСПАР в Будапеште (июнь 1980 г.), по данным измерений КА «Пионер-Венус», выполненных на протяжении года, верхний предел магнитного момента Венеры следует понизить до $\sim 3 \cdot 10^{21}$ Гс · см³, что даст $B_0 \sim (1 \div 2)$ гамм — столь малое значение, которое ставит под сомнение сам вопрос о наличии у планеты собственного магнитного поля.

Космическая станция «Маринер-10», трижды пролетев в 1974—1975 гг. мимо Меркурия, обнаружила у планеты дипольное магнитное поле с $B_0 = 350$ гамм (Н. Несс с сотр.). Магнитный момент $M = 4,7 \cdot 10^{22}$ Гс · см³. Диполь наклонен к нормали плоскости орбиты на угол $\sim 12^\circ$. Обычно собственное магнитное поле планеты ассоциируют с наличием жидкого проводящего ядра, где это поле создается магнитогидродинамическими течениями (см. § 4.2). Однако в случае Меркурия, как мы увидим ниже, такое объяснение сталкивается с трудностями, так как это маленькая и соответственно холодная планета. Чтобы сведения о магнитном поле Меркурия можно было с пользой применить для изучения недра планеты, необходимо иметь более детальные сведения о поле, которые могут обеспечить только измерения с низких полярных орбит.

9.2. Модели внутреннего строения Венеры, Марса и Меркурия *)

Накопление данных о планетах земной группы и их анализ выявляет не только сходство этих планет, но и их существенное различие. Постепенно выступает неповторимая индивидуальность каждой из планет.

Действительно, Меркурий, Венера, Земля и Марс имеют различную историю вращения. Вращение Марса не было замедлено приливным трением, и, следовательно, планета сохранила свою первоначальную угловую скорость вращения и соответствующий момент количества движения. Лунные и солнечные приливы затормо-

*) Конкретные модели, приведенные в этом параграфе, по строению С. В. Козловской.

или вращение Земли, удлинив земные сутки примерно в два раза. Как мы уже говорили, приливное трение (солнечные приливы) сильно затормозило вращение Меркурия и Венеры. В результате период вращения Меркурия составляет в точности $2/3$ от периода его обращения по орбите. Если бы орбита Меркурия была круговой, то приливное трение привело бы к синхронному вращению Меркурия, когда планета повернута к Солнцу все время одной и той же стороной (как Луна к Земле). Из-за того, что орбита планеты обладает заметным эксцентриситетом, замедляемый солнечными приливами Меркурий на пути к синхронному вращению попал в резонанс $3/2$ с его вращением по орбите, т. е. его угловая скорость вращения, приблизившись к значению, в $3/2$ раза большему частоты обращения по орбите, оказалась захваченной в этом устойчивом состоянии из-за резонансного взаимодействия вращения Меркурия и его обращения по орбите.

Обратное вращение Венеры с периодом, равным 243,16 суток, приводит к тому, что при каждом соединении ее с Землей (т. е. когда обе планеты располагаются на одной прямой, проведенной через Солнце) к Земле всегда повернута одна и та же сторона Венеры. В отличие от резонансного взаимодействия вращения планеты с ее движением по орбите, который называют резонансом первого рода (случай Меркурия), взаимодействии вращения планеты с орбитой другой планеты, как это имеет место для Венеры, называют резонансом второго рода. Таким образом, приливное замедление Венеры и ее взаимодействие с Землей привело к захвату Венеры в резонансное состояние второго рода.

Тектонический стиль развития планет земной группы также различен. Это сказывается на их строении и на толщине наружных слоев всех планет.

В первом приближении наружный жесткий слой Земли — литосферу можно разделить на океаническую и континентальную части с толщиной ~ 80 и ~ 200 км соответственно. Но более существенное различие между этими литосферами заключено в их строении и тепловом режиме. Океаническая литосфера, образующая примерно 0,7 поверхностного слоя Земли, содержит базальтовую кору толщиной всего в ~ 6 км, в то время как средняя толщина континентальной коры равна ~ 35 км. Океаническая литосфера представляет собой тепловой погранслой, который рождается в рифтовых зонах сре-

дипшо-океанических хребтов и поглощается в других местах — зонах субдукции. Таким образом, тепловой режим в тектонике плит приводит, с одной стороны, к эффективному охлаждению планеты путем непрерывного рождения теплового пограничного слоя — океанической литосферы, а с другой — к непрерывному обмену коровым материалом между корой и мантией.

Тектонический режим других планет земной группы и Луны, как это известно из данных фотогеологии, отличается от режима тектоники плит. Как следствие этого факта Луна и, по-видимому, Меркурий, Венера и Марс должны обладать значительно более мощной корой, чем Земля. Толщина лунной коры равна ~ 60 — 100 км. Вероятно, толщина коры у других планет земной группы должна лежать в этих же пределах.

Смещение центра геометрической фигуры планеты по отношению к центру масс можно интерпретировать как указание на заметные региональные вариации в толщине коры. У Марса расстояние между обоими центрами составляет $\sim 2,5$ км, у Венеры $\sim 0,5$ км. Эти факты показывают, что обе планеты должны иметь мощную кору. Меркурий, так же как и Луна, представляет собой сильно дифференцированное тело и, следовательно, тоже должен иметь мощную кору.

Все планеты земной группы имеют собственное магнитное поле (хотя для Венеры этот вопрос в настоящее время представляется дискуссионным). Отсюда, казалось бы, можно было сделать вывод, что все планеты земного типа имеют в настоящее время расплавленные ядра. Однако последнее заключение не столь очевидно, как нередко полагают, и об этом еще будет сказано ниже.

Существует различие в определении $\rho(l)$ для Земли и для других планет. В случае Земли нам известна из сейсмологии величина $\Phi = K/\rho$ как функция радиуса, и при определении $\rho(l)$ для Земли мы смогли обойтись без уравнения состояния. Более того, с помощью уравнения Адамса — Вильямсона оказалось возможным рассчитать реальную модель Земли (см. рис. 34) и таким образом определить уравнение состояния земного вещества $\rho = \rho(p)$, используя только геофизические данные. Для других планет величина Φ неизвестна, и поэтому необходимо знать уравнение состояния $\rho(p)$, дающее закон, по которому сжимается вещество планеты под давлением вышележащих слоев. При расчетах моделей Венеры, Марса и Меркурия используют уравнение состоя-

ния земного вещества, а также уравнения состояния Fe, MgO, FeO, SiO₂, Al₂O₃ и др., определенные по динамическим и статическим экспериментальным данным.

Венера. О Венере имеется мало данных. В этих условиях, с учетом того, что Венера является планетой — близнецом Земли, при построении модели планеты разумно за исходное уравнение состояния взять уравнение $\rho(\rho)$ для Земли (табл. 5). Удобство такого выбора заключается еще и в том, что при этом мы автоматически учитываем влияние температуры на уравнение состояния, так как распределение температуры в обеих планетах для глубин, больших ~ 200 км, видимо, близко друг к другу. В качестве уравнения состояния выбиралась

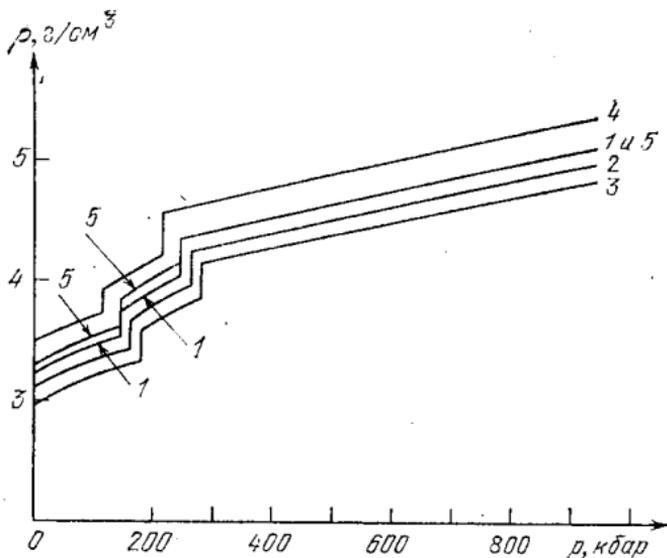


Рис. 76. Набор уравнений состояния $\rho(p)$ для расчета силикатных мантий моделей Венеры. Кривые (1—4) — для моделей с минимальной корой: 1 — $[\Delta\rho=0, \rho(p)=\rho_1(p)]$; 2 — $(\Delta\rho=-4\% \rho)$; 3 — $(\Delta\rho=-8\% \rho_1)$; 4 — $(\Delta\rho=+8\% \rho)$. Кривая 5 ($\Delta\rho=0$) — для моделей с максимальной корой, верхняя мантия выплавлена.

зависимость $\rho(p)$ для модели РЕМ-С (табл. 5). При построении моделей силикатной мантии Венеры использовались как «облегченные», так и «утяжеленные» уравнения состояния по сравнению с $\rho(p)$ РЕМ-С. Эти кривые показаны на рис. 76 и описываются простыми формулами

$$\rho(p) = \rho_1(p) + \Delta\rho,$$

$\Delta\rho = \text{const}$, а $\rho_1(p)$ — уравнение состояния по модели РЕМ-С. Таким образом, все кривые на рис. 76 получаются параллельным сдвигом вдоль оси ρ на $\Delta\rho$. Конкретно $\Delta\rho$ варьировалось в пределах $\pm 8\%$ от ρ_1 , причем

реальное значение придавалось моделям с $\Delta\rho < 0$, что соответствует данным космохимии, согласно которым содержание железа в мантийных силикатах должно систематически убывать при переходе от Марса к Меркурию. Модели Венеры, построенные с помощью уравнений состояния при $\Delta\rho < 0$, имеют дефицит железа в мантийных силикатах. Уменьшению $\Delta\rho$ на 1% соответствует уменьшение содержания железа в силикатах мантии на 1,4%. Согласно данным КА «Венера-11», плотность поверхностных пород на Венере составляет $2,8 \pm 0,1$ г/см³, что соответствует базальтовым горным породам. Модели Венеры рассчитывались для минимальной толщины коры ($\Delta l_k = 38$ км, $M_k \approx 1\% M$, $\rho_k = 2,8$ г/см³), для максимальной толщины коры ($\Delta l_k = 127$ км, $M_k \approx 3,3\% M$) и для средней толщины коры ($\Delta l_k = 70$ км, $M_k \approx 1,8\% M$). Максимальная кора соответствует выплавлению 15% вещества верхней мантии (граница верхней мантии расположена на глубине второго фазового перехода). При выплавлении базальтовой коры уравнение состояния венерианской верхней мантии «утяжеляется» (кривая 5 на рис. 76). Ниже будут приведены модели планеты с $\Delta l_k = 70$ км.

Более сложен выбор уравнений состояния для ядра Венеры. Здесь также за исходное состояние было взято $\rho(p)$ для модели РЕМ-С ($\rho_{\text{ВЯЗ}}(p)$; «ВЯЗ» — вещество ядра Земли). Кроме того, согласно космохимическим данным «в ядре» планет земной группы может содержаться FeS, а также не исключено, что ядра Венеры и Меркурия состоят из чистого железа. Поэтому уравнения состояния, показанные на рис. 77, включают сплавы Fe — FeS, FeS, ВЯЗ и Fe. Для Fe на рис. 77 показана кривая, соответствующая адиабатическому распределению температуры в ядре с температурой на границе мантия — ядро 3500 К.

Для разделения силикатной мантии Венеры (а также Марса и Меркурия) на минералогические зоны использовались фазовые диаграммы системы $\text{Mg}_2\text{SiO}_4 - \text{Fe}_2\text{SiO}_4$ (рис. 29) и системы $\text{MgSiO}_3 - \text{FeSiO}_3$ (рис. 32). Согласно современным космохимическим представлениям, содержание FeS в ядрах планет земной группы должно убывать при переходе от Марса к Меркурию. Учитывая, что в ядре Земли примесь FeS к Fe, если она там имеется, невелика — порядка 10%, разумно при построении моделей ядра Венеры как два крайних случая использовать уравнения состояния для ВЯЗ и для Fe. В табл. 20

приведены основные параметры моделей Венеры с ядром из ВЯЗ и из расплавленного железа, и для сравнения там же помещены данные для модели Земли РЕМ-С. На рис. 78 показано распределение плотности, давления, ускорения силы тяжести и температуры в земледобной модели Венеры (числовые параметры см. в табл. 20,

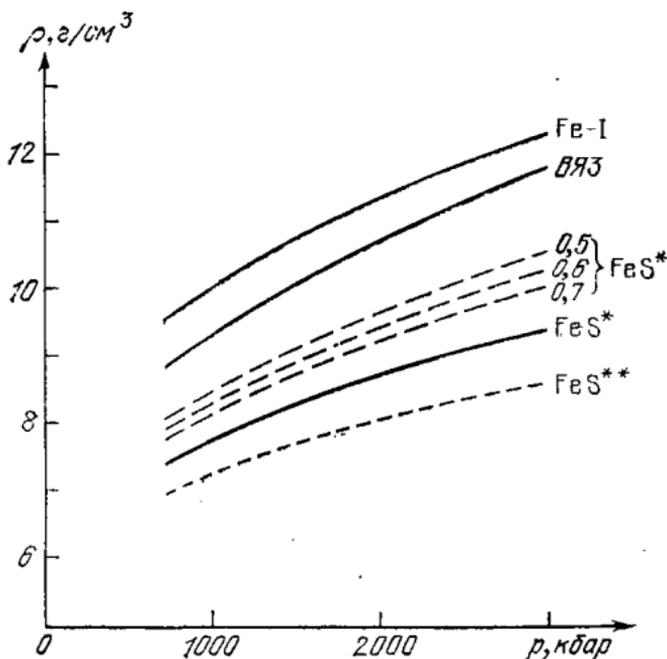


Рис. 77. Набор уравнений состояния для расчета ядра в моделях Венеры: расплавленное железо Fe-I, ВЯЗ — вещество ядра Земли, FeS* и FeS** приведены с учетом теплового расширения при значении коэффициента теплового расширения $\alpha = 2 \cdot 10^{-5}$ и $4 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$ соответственно; смеси ВЯЗ с FeS*, в которых доля FeS* составляет 0,5; 0,6; 0,7.

$\Delta r = 0$, ядро из ВЯЗ). Распределение температуры получено из априорных соображений. Принимая глубину венерианской литосферы равной 200 км, мы на этой глубине температуру положили равной $\sim 1200^\circ\text{C}$. На границе мантии и ядра температура была принята ~ 3500 К ($\sim 3230^\circ\text{C}$). Температуры в ядре считались адиабатическими и были рассчитаны по формуле (106). В результате температура в центре Венеры получилась равной ~ 4670 К ($\sim 4400^\circ\text{C}$). Минералогические зоны в мантии Венеры приведены в табл. 21.

Сравнивая строение Венеры со строением Земли, можно только заключить, что обе планеты весьма похожи, за исключением более мощной коры у Венеры и более глубокого расположения в ней границ первого и второго фазовых переходов в мантии. Обращаясь к табл. 20, мы видим, что полное содержание железа в

землеподобных моделях Венеры на 2% меньше, чем Земле. Лишь в моделях Венеры с ядром из расплавленного железа полное содержание Fe такое же, как и Земли. Несмотря на недостаточность данных о Венере, все же можно сделать предварительный вывод, что

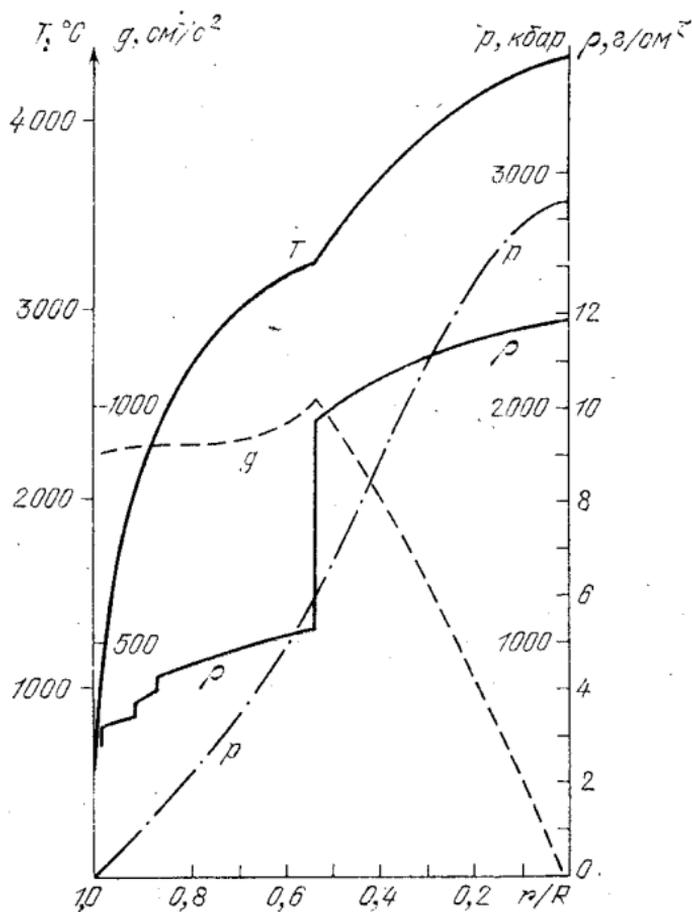


рис. 78. Землеподобная модель Венеры. Кривые дают распределение плотности ρ , давления p , ускорения силы тяжести g и температуры T вдоль радиуса. В ядре температуры идут вдоль адиабаты.

как бы намечается нарушение общей тенденции монотонного уменьшения общего содержания железа при переходе от Меркурия к Марсу. Этот результат является несколько неожиданным в рамках современных представлений о конденсации протопланетного облака и последующего образования планет. Если этот результат подтвердится, то его нужно будет рассматривать как новое граничное условие в проблеме происхождения и эволюции планет земной группы.

Марс. О Марсе имеется больше данных, чем о Меркурии и о Венере. Определение реальной модели Марса

Минералогические зоны в мантии Венеры

Зоны мантии	Глубина, км	Название минералогической зоны	Основные минеральные фазы
Верхняя мантия (зона B)	{ 70 480	Оливиновая зона	Оливин (α -фаза) Нироксен+ +Al ₂ O ₃ →Гранат Гранат
Переходная зона (зона C)	{ 760	Шпинелевая зона	β -фаза→шпинель (γ -фаза) Гранат
		Зона ильменита и перовскита	Ильменит Перовскит+ ферропериллаз (Mg, Fe)O Перовскит
Нижняя мантия (зона D)	{ 1000 2840	Перовскитовая зона	Перовскит + (Mg, Fe)O Перовскит Перовскит

представляет собой сложную и вместе с тем очень важную задачу планетологии. Согласно имеющимся теоретическим указаниям физико-химические условия конденсации вещества протопланетного облака в зоне Марса были таковы, что заметная доля железа соединялась с серой, а ферромагнезиальные силикаты должны были заметно сместиться в сторону железистых силикатов по сравнению с силикатами, которые конденсировались в зоне Земли, Венеры и Меркурия. Таким образом, при построении модели Марса, удовлетворяющей данным наблюдений, по существу следует ответить на два фундаментальных вопроса: 1) действительно ли ядро Марса содержит заметное количество FeS; 2) значительно ли больше молекулярное отношение Fe/Mg в силикатной оболочке Марса, чем, скажем, в силикатной оболочке Земли?

Однозначного утвердительного ответа на первый вопрос получить не удастся. Можно построить модели Марса с чисто железным ядром, удовлетворяющие данным наблюдений. Решающим экспериментом, который установил бы, состоит ядро Марса из чистого железа или представляет собой сплав Fe—FeS, было бы определение радиуса ядра Марса сейсмическими методами. На второй поставленный вопрос можно уже сейчас дать утвердительный ответ. Да, силикатная оболочка Марса заметно обогащена железом, так что молекулярное отношение $Mg/(Mg + Fe)$ составляет $\sim 2/3$. Этот результат как бы подтверждает картину конденсации протопланетного облака, которая обсуждается в настоящее время. Однако сделанное заключение о подтверждении схемы конденсации протопланетного облака во всей зоне формирования планет земной группы в последнее время поставлено под вопрос, так как обнаружено, что среднее содержание FeO в поверхностных породах Меркурия лежит между 3 и 6 вес. %, в то время как, согласно данным космохимии, Меркурий должен состоять из чисто железного ядра и силикатной оболочки, не содержащей железа.

Конечно, у нас еще слишком мало данных о ранней истории Солнечной системы, чтобы на основании указанного факта ставить под сомнение принимаемую в настоящее время схему конденсации протопланетного облака. Например, мы не можем полностью исключить такую схему формирования Меркурия, когда бы на заключительной стадии на него могли выпадать тела из более удаленных от Солнца зон первичного облака. Однако вопрос о справедливости современной теории конденсации

протопланетного облака и его последующей эволюции остается.

Американские исследователи Т. Мак-Гетчин и Д. Смит для марсианской мантии предложили минеральный ансамбль, названный ими оксидно-гранатовым верлитом: окислы периклаз (MgO) — вюстит (FeO) 2%; гранат 11%; оливин $(Mg_{0,67}Fe_{0,33})_2SiO_4$ 73%; клинопироксен 12%;

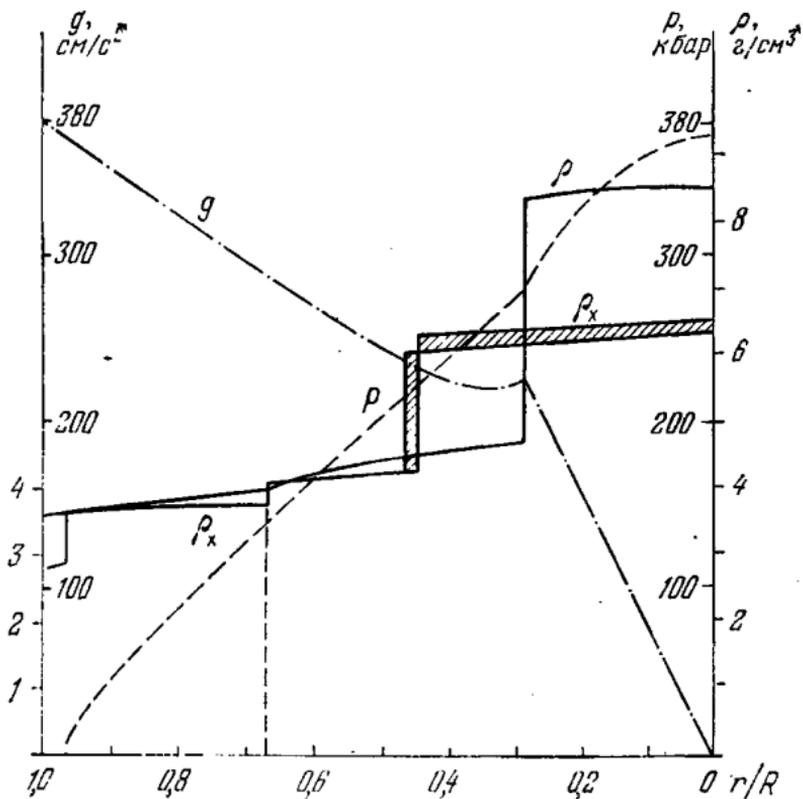


Рис. 79. Модель Марса с железным ядром. Кривые дают распределение плотности ρ , давления p и ускорения силы тяжести g вдоль радиуса. ρ_x — распределение плотности в модели Марса хондритового состава с ядром из Fe — FeS по Д. Андерсону.

ортопироксены отсутствуют. Если сравнить этот минеральный ансамбль с минеральной ассоциацией, реализующей протолитовый состав в мантии Земли (см. начало § 6.2), то мы увидим, что марсианская мантия является значительно более оливниовой, чем земная, и не содержит ортопироксена. На рис. 79 показано распределение плотности, давления и ускорения силы тяжести в модели Марса, которая удовлетворяет данным наблюдений. Основные числовые параметры ее собраны в табл. 22. В этой модели Марс имеет мощную кору толщиной 100 км, обогащенную железом, по сравнению с мантийным веществом

Земли, силикатную мантию толщиной 2426 км и небольшое железное ядро. Железное ядро Марса составляет 7% полной массы планеты. На рис. 79 приведено также распределение плотности в Марсе с ядром из сплава Fe—FeS, взятое из работы Д. Андерсона. Добавка FeS в железное ядро Марса понижает его плотность, увеличивает радиус, но мало сказывается на распределении плотности в силикатной оболочке планеты.

Т а б л и ц а 22

Числовые параметры модели Марса с мантией из вещества верхней мантии Земли (с добавкой 13,35% Fe) и железным ядром. Общее содержание железа $\approx 25\%$, кора толщиной 100 км

$$M_R = 6,2\% \quad M = 7,3\% \quad M_{\text{сн.лик}} = 6,423 \cdot 10^{26} \text{ г.} \quad a = 3392 \text{ км,} \\ R = 3386 \text{ км,} \quad \bar{\rho} = 3,95 \text{ г/см}^3, \quad C/MR^2 = 0,376$$

r/R	r , км	ρ , г/см ³	$M(r)/M$	p , кбар	g , см/с ²
Кора					
1,000	3386	2,83	1,000	0	374
0,9705	3286	2,86	0,938	10,6	372
Мантия					
0,9705	3286	3,63	0,938	10,6	372
0,9	3047	3,73	0,765	42,6	353
0,8	2709	3,84	0,558	85,9	326
0,7	2370	3,94	0,392	126,9	299
0,6	2032	4,13	0,263	165,9	271
0,5	1693	4,34	0,165	202,8	247
0,4	1354	4,51	0,0965	238	224
0,2834	960	4,65	0,0485	278	225
Железное ядро					
0,2834	960	8,33	0,0485	278	225
0,2	677	8,42	0,0173	323	159
0,1	339	8,50	0,0022	358	80
0	0	8,53	0	371	0

В § 9.4 при рассмотрении распределения вязкости в мантии Марса мы приходим к заключению, что обычно предполагаемое распределение температуры в недрах Марса, найденное на основе расчетов термической эволюции планеты, приводит к неприемлемо низким вязкостям мантии Марса. В связи с этим было введено некоторое априорное распределение температур для марсианских недр (см. рис. 87), в основе которого лежит предположение о мощной жесткой литосфере Марса, $\Delta L_r \approx 500$ км. Соответственно температура на глубине 500 км была при-

пята $\sim 1200^\circ\text{C}$. Поэтому рассмотрение вопроса о минералогическом составе мантии Марса проведено для вариантов высоко- и низкотемпературных моделей (МВТ и МНТ).

Используя фазовую диаграмму, приведенную на рис. 29, найдем, что для состава $(\text{Mg}_{0,67}\text{Fe}_{0,33})_2\text{SiO}_4$ при $\sim 1900^\circ\text{C}$ (температура на глубине ~ 1000 км для МВТ) переход оливинов (α) в шпинель (γ) начнется при 125 кбар на глубине ~ 1000 км. Если бы температура в глубь Марса больше не нарастала, то полное завершение перехода $\alpha \rightarrow \gamma$ занимало бы интервал давлений ~ 35 кбар, или 300 км по глубине. Затем следует зона сосуществования фаз γ и β в интервале давлений ~ 20 кбар, или ~ 200 км по глубине. Далее находится зона чисто шпинелевой модификации оливинов до границы мантия — ядро на глубине 1700 км (в модели с ядром из Fe—FeS). Приведенные выше оценки, естественно, носят предварительный характер.

Примем теперь во внимание, что в действительности в переходной зоне мантии Марса температура возрастает на $100\text{—}200^\circ\text{C}$. Тогда интервалы глубин, в которых существуют фазы $\alpha - \gamma$ и $\gamma - \beta$, увеличатся на $50\text{—}100$ км. Следовательно, интервал глубин у подошвы мантии Марса, в котором существует чисто шпинелевая фаза, составляет всего $\sim 100\text{—}200$ км в МВТ. Видимо, для Марса более реалистична модель МНТ. В этой модели переход $\alpha \rightarrow \gamma$ начинается на глубинах ~ 800 км (при ~ 100 кбар и $\sim 1400^\circ\text{C}$). Существенной особенностью МНТ является отсутствие β -фазы в мантии Марса. В МНТ переходная зона из $(\alpha + \gamma)$ -фаз занимает интервал глубин $\sim 800\text{—}1150$ км, а нижняя мантия состоит из γ -фазы и простирается до границы с ядром. Разделение мантии Марса на минералогические зоны для МВТ и МНТ дано в табл. 23.

Принимая во внимание большую толщину переходной зоны и сильную температурную зависимость давления начала фазового перехода $\alpha \rightarrow \gamma$ (наклон линии фазового равновесия для перехода $\alpha \rightarrow \gamma$ $dp/dT \sim 50$ бар/К), можно предположить, что погружение шпинелевой зоны при нагревании и ее подъем при охлаждении играли существенную роль в тектонической истории Марса.

Наконец, отметим, что полное содержание железа в моделях Марса составляет $\sim 25\%$, т. е. меньше, чем у Земли и Венеры ($\sim 32\%$) и у Меркурия ($\sim 60\text{—}70\%$).

Меркурий. На рис. 80 показано распределение плотности, давления и ускорения силы тяжести в модели

Минералогические зоны в мантии Марса для вариантов высоких и низких температур

Зоны мантии	Глубина, км		Основные минеральные фазы
	МВТ	МНТ	
Верхняя мантия (зона B)	100	400	Олвин (α) Клинопироксен → Гранат → Гранат
	1000	800	
Переходная зона (зона C)	1300—1500 1600	Олвин-шпинель-гранатовая зона	Гранат
			$\alpha + \text{шпинель} (\gamma)$
			$\beta + \gamma$
Нижняя мантия (зона D)	1700		γ Гранат
			Гранат

Меркурия. Основные числовые параметры модели собраны в табл. 24. В показанной на рис. 80 двухслойной модели Меркурия планета состоит из железного ядра и силикатной оболочки. При построении модели не учитывалось, что Меркурий, так же как и Луна, Марс и Венера,

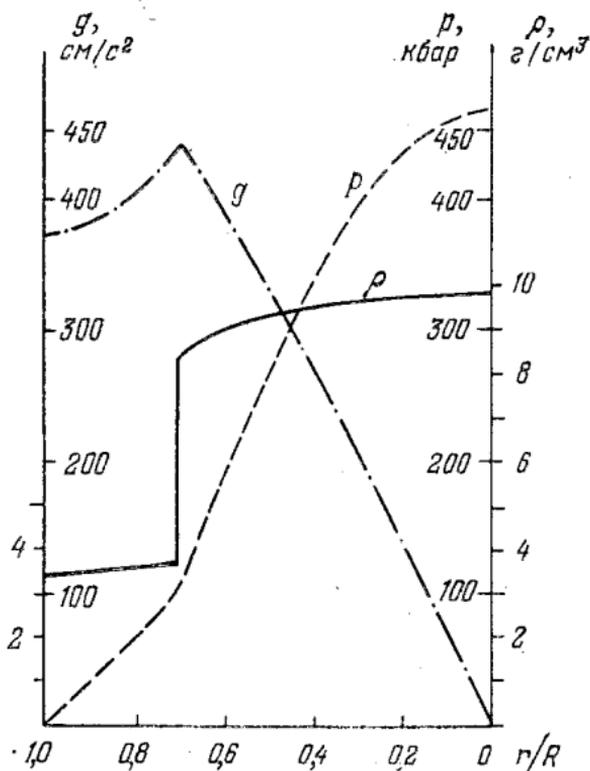


Рис. 80. Модель Меркурия с ядром из железа. Кривые дают распределение плотности ρ , давления p и ускорения силы тяжести g вдоль радиуса.

должен обладать мощной корой $\sim 60\text{--}100$ км. Однако для суждения о распределении плотности и давления в недрах Меркурия достаточно двухслойной модели. При расчете для ядра было использовано уравнение состояния $p = p(\rho)$ холодного железа, а для силикатной оболочки зависимость $p(\rho)$ бралась, как у реальной модели Земли. Меркурий обладает собственным магнитным полем, и на этом основании ранее считалось само собой разумеющимся, что ядро планеты расплавлено.

Мы увидим в § 9.4, что расплавленное железное ядро Меркурия требует столь высоких температур в его силикатной оболочке, что в настоящее время такие температуры представляются неправдоподобными. В связи с этим, так же как и в случае Марса, мы ввели некоторое априорное низкотемпературное распределение для Меркурия — МНТ (см. рис. 88). Эта модель основана на гипотезе, что

Меркурий имеет толстую литосферу мощностью ~ 500 км — тогда температура на глубине 500 км оказывается равной 1200°C . Более подробно об этом будет сказано в § 9.4. Давление на границе силикатной оболочки с ядром составляет $\sim 94,5 \cdot 10^3$ бар, а температура

Таблица 24

Числовые параметры модели Меркурия с мантией из вещества верхней мантии Земли и железным ядром

$$M = 3,302 \cdot 10^{26} \text{ г}, \quad R = 2437 \text{ км}, \quad \bar{\rho} = 5,45 \text{ г/см}^3, \\ C/MR^2 = 0,324, \quad M_{\text{я}} = 59,8\% \quad M$$

r/R	r , км	ρ , г/см ³	$M(r)/M$	p , кбар	g , см/с ²
Мантия					
1,000	2437	3,29	1,000	0	371
0,95	2315	3,35	0,914	14,5	376
0,9	2193	3,39	0,832	30,8	382
0,8	1950	3,47	0,697	63,0	404
0,7097	1730	3,54	0,598	95,8	440
Железное ядро					
0,7097	1730	8,30	0,598	95,8	440
0,65	1584	8,85	0,465	148	410
0,6	1462	9,07	0,372	192	381
0,5	1218	9,31	0,219	271	324
0,4	975	9,49	0,114	340	263
0,3	731	9,64	0,098	392	198
0,2	487	9,74	0,014	432	132
0,1	244	9,81	0,002	456	68
0	0	9,83	0	465	0

$\sim 2000^\circ\text{C}$ для МВТ и $\sim 1500^\circ\text{C}$ для МНТ. Согласно фазовой диаграмме системы $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$, показанной на рис. 29, в термодинамических условиях меркурианских недр магнезиальные оливины не будут испытывать фазового перехода в фазы высокого давления. Таким образом, недра Меркурия состоят из оливиновой оболочки и железного ядра. Некоторые другие возможности будут рассмотрены в § 9.4.

Поверхностная плотность конденсата в зонах формирования планет. Построение моделей планет представляет интерес не только само по себе, но и позволяет получить сведения о плотности пылевой составляющей — конденсата — в протопланетном газопылевом облаке, которое эволюционировало в планеты. Из-за различия температурных условий в зоне формирования планет земной группы

п в зоне планет-гигантов, т. е. в ближней и удаленной от молодого Солнца областях, химический состав конденсата в этих зонах был различным. В протопланетном облаке в зоне образования планет земной группы конденсат состоял из силикатов и железа, а в зоне планет-гигантов в него также входили льды — водородные соединения: вода (H_2O), метан (CH_4) и аммиак (NH_3). Вращающееся вокруг молодого Солнца газопылевое облако из-за сил самогравитации сжималось в диск, в котором пылевая компонента (конденсат) оседала к экваториальной плоскости облака. Поэтому представляет интерес определить такой важный для космогонии параметр, как поверхностная плотность конденсата в зонах формирования планет. Зная модель планеты, эту плотность можно определить, если поделить массу соответствующей компоненты на площадь «зоны питания» рассматриваемой планеты. Согласно теории роста планет полуширина зоны питания растущей планеты составляет $\sim 0,2R_s$, где R_s — расстояние

Т а б л и ц а 25

Содержание железной и силикатной компонент в зоне формирования планет земной группы, полученное на основе их моделей внутреннего строения

Планета	M (Земля-1)	$M_{\Sigma Fe}$, %	$M_{\text{сил}}$, %	δ_{Fe}	$\delta_{\text{сил}}$	δ_T
Меркурий	0,05526	64	36	2,0	1,1	3,1
Венера	0,8150	30,2—32,8	69,8—67,8	3,7—4,05	8,7—8,35	12,4
Земля + Луна	1,0123	32,4	67,7	2,6	5,5	8,1
Марс	0,10745	26	74	0,1	0,3	0,4

δ_{Fe} , $\delta_{\text{сил}}$, δ_T , $г/см^2$ — поверхностные плотности железа, силикатов и конденсата в зоне формирования планет земной группы.

планеты от Солнца. В табл. 25 приведены поверхностные плотности железной (δ_{Fe}) и силикатной ($\delta_{\text{сил}}$) составляющих и конденсата $\delta_T = \delta_{\text{сил}} + \delta_{Fe}$ (в $г/см^2$) в зоне формирования планет земной группы. Интересно отметить, что максимальная поверхностная плотность δ_T в зоне формирования планет земной группы получается для Венеры.

Модели планет-гигантов, о которых пойдет речь в следующей главе, позволяют определить поверхностные плотности ледяной компоненты δ_L , наиболее обильного льда в космическом пространстве из обыкновенной воды

$\delta_{\text{H}_2\text{O}}$, тяжелой компоненты конденсата δ_{T} , состоящей из силикатов и железа, и $\delta_{\text{ТЛ}} = \delta_{\text{Л}} + \delta_{\text{T}}$. Т-компонента для удобства расчетов часто представляется в виде окислов, железа и сернистого железа (см. § 10.5). В табл. 26 приведены поверхностные плотности $\delta_{\text{ТЛ}}$, $\delta_{\text{Л}}$, δ_{T} и $\delta_{\text{H}_2\text{O}}$ в зоне формирования планет-гигантов.

Т а б л и ц а 26

Содержание ТЛ-компоненты и H_2O в зоне формирования планет-гигантов, полученное на основе их моделей внутреннего строения (δ — в г/см^2)

Планета	M (Земля-1)	$\delta_{\text{ТЛ}}$	$\delta_{\text{Л}}$	δ_{T}	$\delta_{\text{H}_2\text{O}}$
Юпитер	318	35	26,6	8,4	14,4
Сатурн	95	7,4	5,6	1,8	3
Уран	14,6	0,8	0,6	0,2	0,33
Нептун	17,2	0,4	0,3	0,1	0,16

Л — ледяная компонента ($\text{H}_2\text{O} + \text{CH}_4 + \text{NH}_3$); Т — тяжелая компонента $\text{SiO}_2 + \text{MgO} + \text{FeO} + \text{Fe} + \text{FeS} + \text{Al}_2\text{O}_3 + \text{CaO}$, т. е. сумма элементарных окислов Fe и FeS), т. е. Т — изохимический эквивалент силикатов + Fe+FeS.

Как можно видеть из табл. 25 и табл. 26, поверхностная плотность конденсата в зоне Венеры и Земли δ_{T} и плотность δ_{T} в зоне Юпитера примерно одинаковы (δ_{T} равно $\sim 1/4 \delta_{\text{ТЛ}}$). При переходе от зоны Юпитера к зоне Сатурна поверхностная плотность пылевой составляющей уменьшается в пять раз, и еще в десять раз она уменьшается при переходе к зоне Урана. Поверхностные плотности в зоне Нептуна в два раза меньше, чем в зоне Урана. Рассмотрение табл. 25 и 26, видимо, указывает и на то, что растущий Юпитер выбросил заметное количество конденсата из зоны питания Марса и некоторое количество из зоны питания Земли, что следует из немонотонной зависимости δ_{T} от расстояния планет R_s при переходе от Меркурия к Сатурну.

9.3. Крупномасштабные статические касательные напряжения в недрах Венеры, Марса и Меркурия

Недра планет земной группы можно разделить на зоны с повышенной текучестью и малой эффективной вязкостью и зоны, которые обладают повышенной эффективной вязкостью. Такое деление на зоны по механическим свойствам или по текучести аналогично обычному разде-

лению наружной оболочки Земли на литосферу и астеносферу. Из-за течений, или конвекции, в астеносферных зонах возникают не равные нулю градиенты гидродинамических скоростей, что приводит к динамическим вязким касательным напряжениям в недрах планет. Такие напряжения называются динамическими, так как для их поддержания необходим некоторый источник энергии, который все время поднимывает бы силы, поддерживающие течение (конвекцию). Если источник течений выключить, то само течение затухнет, успокоится за некоторое характерное время — время релаксации τ_η . Для грубой оценки времени релаксаций течений в жидкости с эффективной вязкостью η можно положить $\tau_\eta \sim (\eta/\mu)2\pi$, где μ — модуль сдвига. Как показывают исследования конвекции в недрах Земли, характерное значение эффективной вязкости $\eta_{кр} \sim 10^{23}$ пуаз разделяет недра мантии Земли на текучие ($\eta \ll 10^{23}$ пуаз) и жесткие — типа литосфер ($\eta \gg 10^{23}$ пуаз). Для мантий планет земной группы $\mu \sim 10^{12}$ дин/см² и соответственно $\tau_\eta \sim 2\pi \times \times 10^{23}/10^{12} \sim 6,3 \cdot 10^{11}$ с $\sim 2 \cdot 10^4$ лет — величина, маленькая по геологическим масштабам времени. Однако течение с некоторой эффективной вязкостью обычно начинается, если касательные напряжения τ превосходят некоторое пороговое значение $\tau_{кр}$. Для литосфер планет земной группы и Луны $\tau_{кр} \sim 30 \div 50$ бар. Эту оценку следует понимать как некоторое усредненное по глубине значение. Для более холодных зон литосферы $\tau_{кр} > 50$ бар, для более разогретых $\tau_{кр} < 50$ бар, а в среднем по литосфере $\tau_{кр} \sim 50$ бар.

Из-за неравновесности планет, т. е. из-за того, что фигура планеты отклоняется от равновесной, в их недрах возникают крупномасштабные статические касательные напряжения, которые на протяжении космических интервалов времени ($\sim 10^8$ — 10^9 лет) поддерживаются жесткими зонами коры и мантии. Отклонение планеты от гидростатически-равновесного состояния можно выявить по данным о внешнем гравитационном поле планеты (см. § 2.4). Негидростатичность планеты характеризуется негидростатическими значениями коэффициентов в разложении внешнего гравитационного потенциала. В случае Земли максимальные напряжения обусловлены негидростатичностью квадрупольного момента $(J_2 - J_2^0) \sim 10^{-5}$ (см табл. 18). Остальные коэффициенты порядка 10^{-6} и меньше. Если сравнить величину негидростатической части квадрупольного момента Марса $\Delta J_2 \sim 13 \cdot 10^{-5}$ с ос-

гальными коэффициентами A_{nm} , B_{nm} и J_n ($n > 2$) (табл. 19), то, так же как и в случае Земли, величина ΔJ_2 является преобладающей. В случае Венеры и Меркурия $\Delta J_2 \sim J_2$ (§ 9.1, табл. 18), видимо, также являются преобладающими коэффициентами в разложении неравновесной части гравитационного поля этих планет.

Поясним теперь способ, позволяющий оценить статические касательные напряжения в планетах земной группы, обусловленные $\Delta J_2 \neq 0$. Рассмотрим однородную модель планеты, поверхность которой представляет собой сферу с радиусом, равным среднему радиусу планеты R . Поместим на поверхности нашей модели весомый слой со средней плотностью, равной средней плотности планеты, а толщину этого слоя и ее распределение по поверхности планеты подберем так, чтобы получить неравновесную часть квадрупольного поля Земли, которая, согласно формуле (23), равна

$$\Delta V = -\frac{GM}{r} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \Delta J_2 P_2(\cos \theta), \quad (182)$$

где использованы стандартные обозначения (см. § 2.3), θ — полярный угол, равный дополнению широты до $\pi/2$. Тогда легко найти распределение амплитуды искомого слоя $\varepsilon_2(\theta)$ по поверхности планеты:

$$\varepsilon_2(\theta) = \varepsilon_{20} P_2(\cos \theta), \quad \varepsilon_{20} = -\frac{5}{3} R \Delta J_2. \quad (183)$$

Наличие весомого слоя на поверхности планеты приводит к негидростатическим напряжениям в ее недрах. Ясно, что эти напряжения пропорциональны линейной амплитуде слоя $|\varepsilon_{20}|$, его плотности ρ_0 и ускорению силы тяжести g_0 , т. е. напряжение пропорционально весу слоя, отнесенному к единице площади. Максимальные касательные напряжения для однородной модели планеты получаются в ее центре. В свое время они были найдены Джеффрисом и равны

$$(\tau_2)_{\max} = \frac{1}{2} g_0 \rho_0 R (J_2 - J_2^0) \quad \text{при } r = 0. \quad (184)$$

Используя данные, приведенные в табл. 18, легко рассчитать $(\tau_2)_{\max}$ для всех планет земной группы:

	Меркурий	Венера	Земля	Марс
$(\tau_2)_{\max}$, бар	19,6	5,6	17,2	32,4

Однородная, сплошь упругая модель планеты слишком сильно упрощает реальную ситуацию. Реальные планеты имеют жидкие ядра или достаточно разогретые твердые ядра, которые не способны длительное время ($\sim 10^8$ — 10^9 лет) выдерживать негидростатические нагрузки. Поэтому более близкой к действительности будет двухслойная модель планеты, состоящая из жидкого ядра со средней плотностью ρ' и радиусом r_a и упругой силикатной оболочки со средней плотностью ρ , способной выдерживать негидростатические касательные напряжения на протяжении космических интервалов времени. «Жидкое ядро» может состоять как из реального ядра, так и из ядра и нижней части силикатной оболочки, которая в силу высоких температур неспособна на протяжении космических интервалов времени выдерживать негидростатические нагрузки и, следовательно, на больших интервалах времени ведет себя как жидкость. Наличие жидкого ядра приведет к тому, что напряжения из него будут вытеснены в упругую оболочку, где они, в зависимости от радиуса эффективно жидкого ядра, могут заметно возрасти. Таким образом, нам необходимо решить задачу теории упругости о напряжениях в двухслойной модели планеты из-за расположенного на ее поверхности весомого слоя, дающего негидростатическую часть квадрупольного гравитационного момента. Общая схема решения таких задач была описана в § 1.4, посвященном механизму очагов землетрясений. Там было сказано, что произвольное напряженное состояние в рассматриваемой точке может быть представлено растяжением (или сжатием) окрестности точки в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Соответствующие нормальные напряжения называют главными нормальными напряжениями и обозначают σ_1 , σ_2 , σ_3 . В сечениях, делящих пополам углы между главными плоскостями, действуют главные касательные напряжения

$$\tau_1 = \frac{|\sigma_2 - \sigma_3|}{2}, \quad \tau_2 = \frac{|\sigma_3 - \sigma_1|}{2}, \quad \tau_3 = \frac{|\sigma_1 - \sigma_2|}{2}.$$

Нас, конечно, интересуют именно максимальные касательные напряжения, так как именно они могут привести к течению вещества недра планет, а области, которые способны их выдерживать длительное время, должны быть относительно холодными и прочными в механическом отношении.

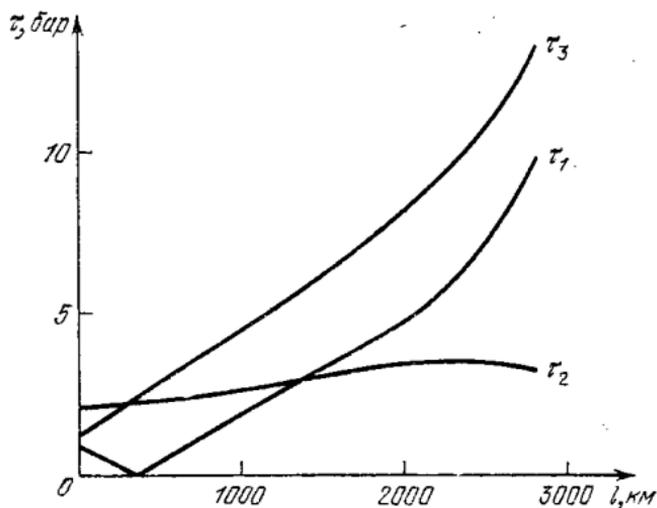


Рис. 81. Распределение главных касательных напряжений τ_1 , τ_2 , τ_3 в экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$) Венеры.

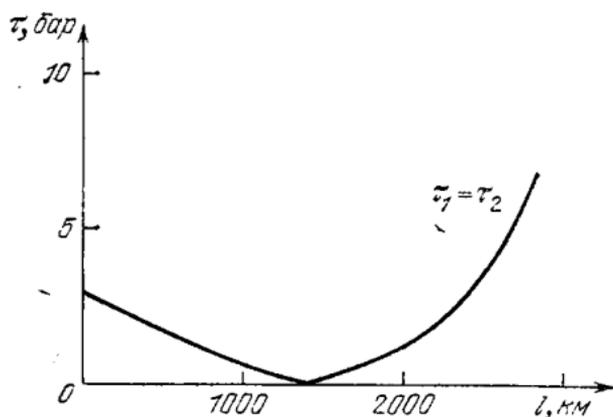


Рис. 82. Распределение главных касательных напряжений τ_1 , τ_2 , τ_3 в полярной плоскости ($\theta = 0$) Венеры; $\tau_1 = \tau_2$, $\tau_3 = 0$.

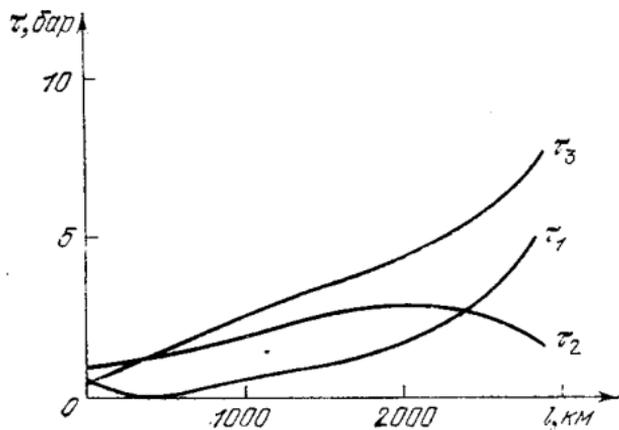


Рис. 83. Распределение главных касательных напряжений τ_1 , τ_2 , τ_3 в бисекториальной плоскости ($\theta = \pi/4$) Венеры.

Указанная выше задача была решена для двуслойной модели Венеры со средними параметрами ядра и оболочки. Вначале определили главные нормальные напряжения σ_1 , σ_2 и σ_3 , а затем, образуя модули полуразностей этих напряжений, рассчитали τ_1 , τ_2 , τ_3 . Результаты расчета τ_1 , τ_2 и τ_3 графически показаны на рис. 81—83 для трех значений полярного угла $\theta = \pi/2$, 0 и $\pi/4$, т. е. для экваториальной ($\theta = \pi/2$), полярной ($\theta = 0$) и бисекториальной ($\theta = \pi/4$) плоскостей планеты. Наибольшие касательные напряжения τ_{\max} достигаются на экваторе планеты (рис. 81) у границы мантии с ядром ($r_{\text{я}} = 3210$ км), причем

$$\tau_{\max} \approx 1,45\rho g_0 R J_2 \approx 13,5 \text{ бар} \quad (185)$$

с ошибкой $\pm 40\%$ из-за неопределенности J_2 (см. табл. 18). Следовательно, наличие жидкого ядра приводит к увеличению напряжений в нижней мантии Венеры примерно в 2,4 раза по сравнению с напряжениями в однородной модели, приведенными выше. Как видно из рис. 81—83, напряжения в силикатной оболочке Венеры быстро спадают от значений ~ 10 бар вблизи ядра до значений $\sim 1,5$ бар на глубине 100 км. Наиболее важным выводом из проделанных расчетов следует считать низкий уровень напряжений в недрах Венеры. Это служит еще одним указанием на горячие недра планеты. Средний уровень напряжений в нижней мантии Венеры, видимо, лежит в интервале 3—10 бар. В верхней мантии Венеры ($l < 750$ км), исключая ее литосферу ($l \leq 200$ км), вязкость планеты заметно ниже (см. § 9.4), чем вязкость ее нижней мантии ($l > 750$ км), в результате напряжения должны вытесняться из верхней мантии в литосферу и нижнюю мантию. Уровень напряжений в астеносфере Венеры ($200 \leq l \leq 750$ км) должен быть порядка 1 бар или меньше.

Как известно, в Земле толщина сейсмоактивного поверхностного слоя равна примерно 15 км. Геотермический градиент у поверхности Земли составляет 20—30 град/км. Следовательно, на нижней границе сейсмоактивного слоя Земли температура ~ 300 — 450°C . Средняя температура поверхности Венеры равна $\sim 460^\circ\text{C}$ (см. табл. 18). На этом основании можно предположить, что Венера не обладает наружным сейсмоактивным слоем. В связи с этим и низким уровнем касательных напряжений в недрах Венеры можно заключить, что планета асейсмична.

Результаты расчета касательных напряжений в двухслойных моделях Меркурия и Марса графически показаны на рис. 84 и 85 соответственно. Максимальные касательные напряжения находятся в экваториальных плоскостях на границах с жидкими ядрами у всех планет земной группы. Максимальное напряжение в мантии Венеры ($\sim 13,6$ бар) меньше, чем в мантиях Меркурия (~ 70 бар) и Марса (~ 94 бар). Отсюда можно сделать качественный вывод, что недра Меркурия и Марса должны быть более холодные, чем недра Венеры. В § 9.4 мы увидим, что обычно принимаемые температурные распределения для Меркурия и Марса приводят к слишком низким эффективным вязкостям их мантий, что также не согласуется с высокими напряжениями в их недрах.

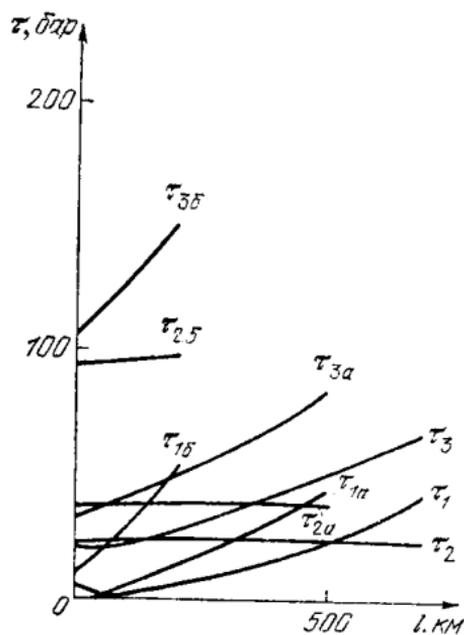


Рис. 84. Распределение главных касательных напряжений τ_1 , τ_2 , τ_3 в экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$) Меркурия (толщина верхней литосферы 740 км). Значения τ с буквой *a* в индексе соответствуют толщине литосферы 90 км, с буквой *б* — толщине 200 км.

Следовательно, разумно предположить, что литосферы Меркурия и Марса более мощные, чем у Венеры. Для Венеры толщина литосферы была принята равной около 200 км, т. е. равной мощности литосферы для континентальных щитов. (Поскольку недра Венеры сильно разогреты, не исключено, то ее литосфера заметно тоньше). У Меркурия и Марса, видимо, разумно для толщины литосферы принять значение ~ 500 км — промежуточное между толщиной венерианской литосферы и толщиной лунной литосферы, равной ~ 700 км.

Вообще говоря, рассмотрение вопроса о распределении касательных напряжений без одновременного рассмотрения распределения эффективной вязкости в известном смысле носит формальный характер. Вопрос о распределении эффективной вязкости в недрах Земли был рассмотрен в § 7.6, а для планет земной группы рассматривается в следующем параграфе. Видимо, в Меркурии и Марсе напряжения должны вытесняться в их мощные и жест-

ние литосферы. Чтобы оценить величину этих «вытесненных» напряжений, были выполнены расчеты напряжений для двухслойных моделей Меркурия и Марса с упругими

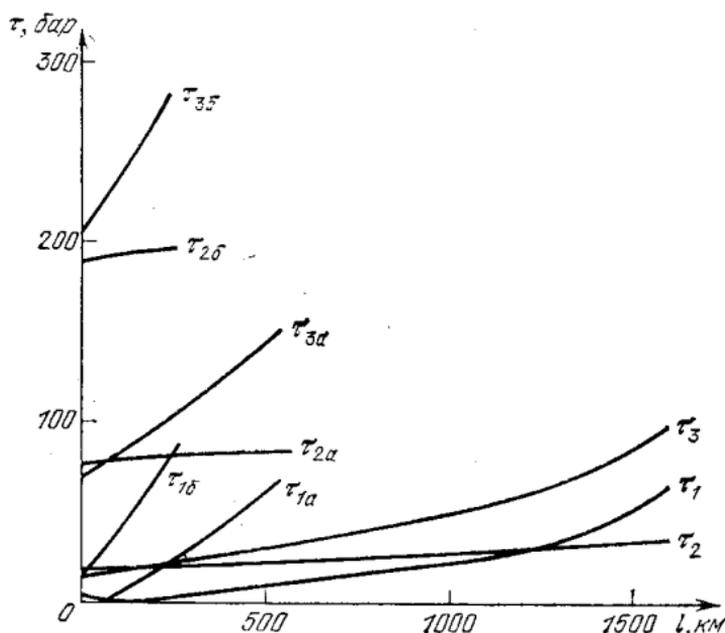


Рис. 85. Распределение главных касательных напряжений τ_1, τ_2, τ_3 в экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$) Марса (толщина упругой литосферы 1700 км). Значения τ с буквой *a* в индексе соответствуют толщине литосферы 500 км, с буквой *б* — толщине 200 км.

оболочками толщиной 200 и 500 км и эффективно-жидкими ядрами. Результаты расчетов также приведены на рис. 84 и 85. Из этих рисунков следует, что касательные напряжения в упругих литосферах Марса и Меркурия могут достигать сотен бар.

9.4. Распределение эффективной вязкости в недрах Венеры, Марса и Меркурия

Вопрос о распределении эффективной вязкости в недрах мантии Земли был подробно рассмотрен в § 7.6. Ясно, что эта важная проблема планетологии становится еще более неопределенной при переходе к планетам земной группы. Оценим эффективные вязкости в силикатных мантиях Венеры, Марса и Меркурия с помощью формул для вязкости перидотитов, рассмотренных в § 7.6. Результаты этих расчетов вместе с соответствующими распределениями температур показаны на рис. 86—88.

Упрощенная формула для вязкости мантии Венеры, с помощью которой были рассчитаны кривые $\eta_1 =$

$= \eta(T_1, \tau = 1 \text{ бар})$ и $\eta_2 = \eta(T_{\text{ад}}, \tau = 1 \text{ бар})$ на рис. 86, имеет вид

$$\eta = 1,4 \cdot 10^3 \left(\frac{T}{1460 \text{ К}} \right) \left(\frac{1 \text{ бар}}{\tau} \right)^2 e^{\frac{68053}{T} \left(\frac{\rho}{3,365} \right)^2} \text{ пуаз}, \quad (186)$$

где T — в градусах Кельвина, τ — в барах, ρ — в г/см³. На рис. 86 показано распределение вязкости в мантии Венеры глубже ее литосферы ($l \geq 200$ км) для адиабатических температур $T_2(l) = T_{\text{ад}}(l)$ и некоторого «разумного» распределения температуры $T_1(l)$. В соответствии с оценкой касательных напряжений в недрах планеты (см. § 9.3) при расчете $\eta_1(l)$ и $\eta_2(l)$ величина τ принималась равной одному бару. Мы видим, что для адиабатических температур $T_2(l)$ эффективные вязкости $\eta_2(l)$ становятся больше чем 10^{27} пуаз на глубинах $l \geq 1800$ км. Такие большие вязкости означали бы, что нижняя мантия Венеры не обладает свойством текучести, что представляется неправдоподобным. В связи с этим для недр Венеры было «сконструировано» более реалистическое распределение температур $T_1(l)$. Соответствующее распределение вязкости $\eta_1(l)$ также представлено на рис. 86. Распределение $\eta_1(l)$ показывает, что под литосферой Венеры на глубинах от ~ 200 до ~ 770 км расположена глубокая астеносфера с вязкостью $\sim 10^{20} - 10^{21}$ пуаз, а вязкости нижней мантии Венеры $\sim 10^{22} - 10^{24}$ пуаз. С учетом имеющих больших неопределенностей можно считать, что распределение температур $T_1(l)$ приводит к «разумному» распределению вязкости $\eta_1(l)$.

Для Марса эффективная вязкость рассчитывалась по формуле

$$\eta = 1,4 \cdot 10^3 \left(\frac{T}{1423 \text{ К}} \right) \left(\frac{1 \text{ бар}}{\tau} \right)^2 e^{\frac{61250}{T} \left(\frac{\rho}{3,382} \right)^{2,15}} \text{ пуаз} \quad (187)$$

для варианта «высоких» температур (МВТ — модель высоких температур) $T_1(l)$ и варианта «низких» температур (МНТ — модель низких температур) $T_2(l)$. Для каждого из распределений $T_1(l)$ и $T_2(l)$ даны два распределения η — при $\tau = 30$ бар и $\tau = 1$ бар. Соответствующие кривые для η на рис. 87 обозначены как 1 и 1а, 2 и 2а. Для $T_1(l)$ вязкости в мантии Марса оказались неприемлемо низкими. Это и послужило основанием для «конструирования» МНТ = $T_2(l)$. В модели низких температур толщина марсианской литосферы принималась равной ~ 500 км ($T_2(l = 500 \text{ км}) \approx 1200^\circ \text{С}$). Распределения вязкости для

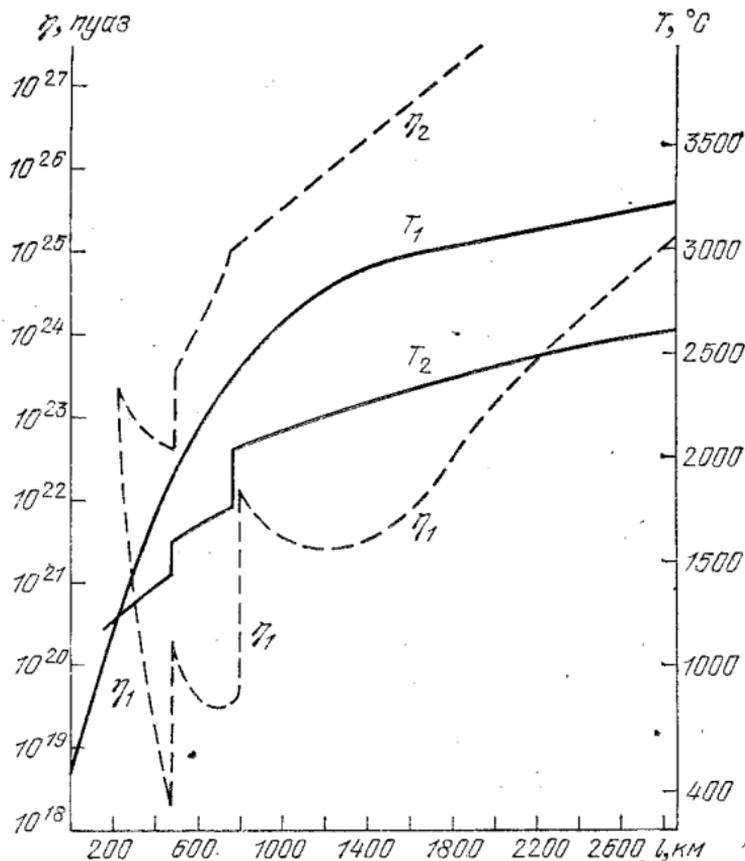


Рис. 86. Распределение температуры и вязкости в мантии Венеры. [T_1 — пробное распределение температур, T_2 — адиабатические температуры, $\eta_1 = \eta(T_1, \tau = 1 \text{ бар})$, $\eta_2 = \eta(T_2, \tau = 1 \text{ бар})$.]

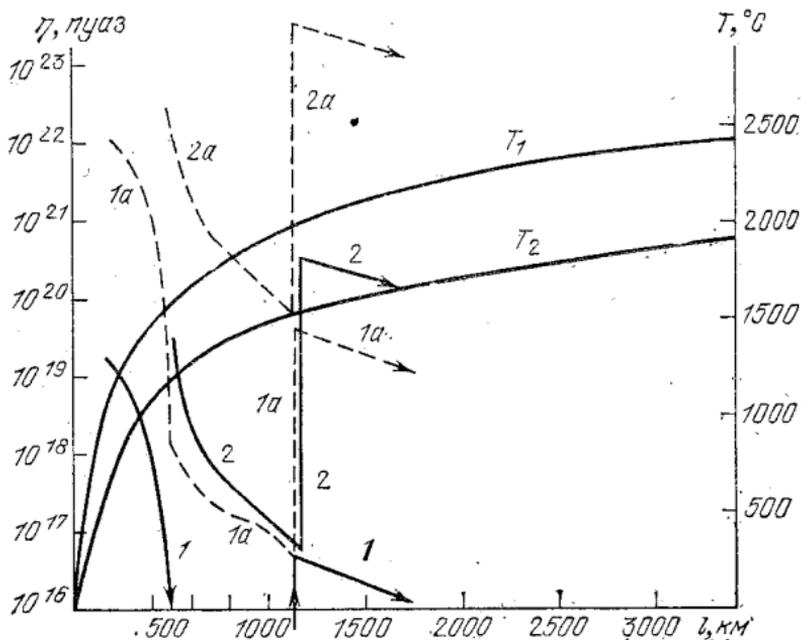


Рис. 87. Распределения температуры и вязкости в мантии Марса. T_1 — температура в варианте высоких температур, T_2 — температура в варианте низких температур, 1 — $\eta(T_1, \tau = 30 \text{ бар})$, $1a$ — $\eta(T_1, \tau = 1 \text{ бар})$; 2 — $\eta(T_2, \tau = 30 \text{ бар})$, $2a$ — $\eta(T_2, \tau = 1 \text{ бар})$.

МНТ — кривые 2 ($\tau = 30$ бар) и 2а ($\tau = 1$ бар) на рис. 87 — указывают на то, что вязкость нижней мантии Марса слишком мала, чтобы выдерживать большие негидростатические касательные напряжения на протяжении космических интервалов времени. Отсюда можно сделать вывод о концентрации этих напряжений в мощной литосфере планеты. На рис. 87 распределения вязкости доведены до глубины $l = 1700$ км, где силикатная мантия граничит с ядром из Fe—FeS.

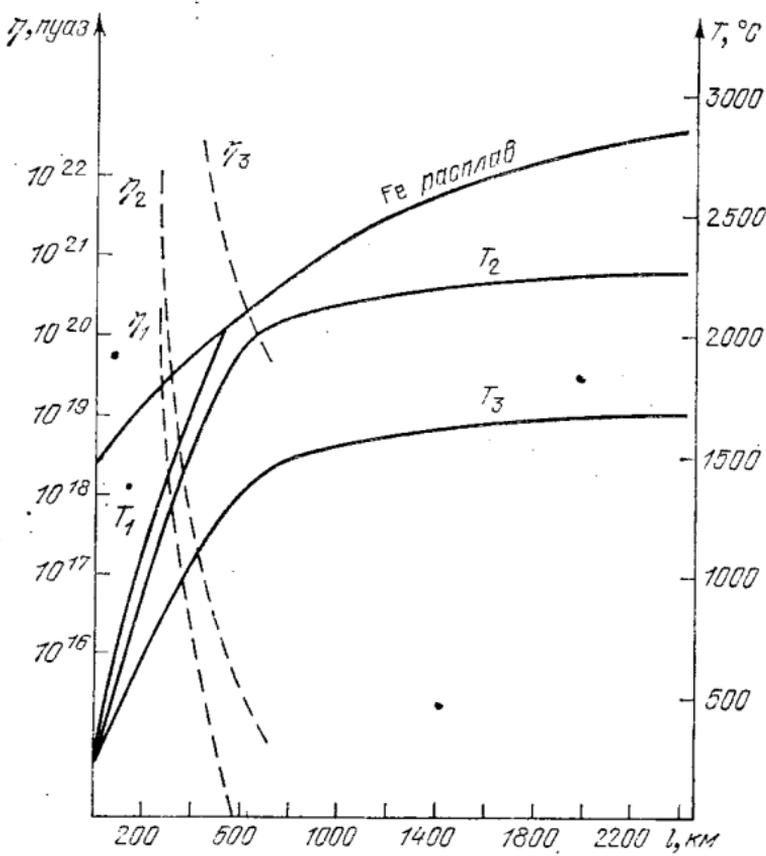


Рис. 88. Распределения температуры и вязкости в мантии Меркурия. T_1 , T_2 , T_3 — распределения температур $\eta_1 = \eta(T_1, \tau = 1$ бар), $\eta_2 = \eta(T_2, \tau = 1$ бар), $\eta_3 = \eta(T_3, \tau = 1$ бар).

Идея о том, что ядро Марса состоит не из Fe, а из сплава Fe—FeS, является очень важной. Дело в том, что температура плавления сплава Fe—FeS может быть достаточно низкой ($\sim 1000^\circ\text{C}$) и слабо зависеть от давления. Поэтому МНТ для Марса приводит к жидкому ядру лишь в случае, если последнее состоит из сплава Fe—FeS, и ядро должно быть твердым, если оно состоит из Fe. Таким образом, МНТ согласуется с палинчьем у планеты

жидкого ядра из Fe—FeS, что необходимо для объяснения собственного магнитного поля у Марса.

Для Меркурия эффективная вязкость рассчитывалась по формуле

$$\eta = 1,1 \cdot 10^3 \left(\frac{T}{1473 \text{ К}} \right) \left(\frac{1 \text{ бар}}{\tau} \right)^2 e^{\frac{61250}{T} \left(\frac{\rho}{3,29} \right)^{2,15}} \text{ пуаз} \quad (188)$$

для трех вариантов распределения температур: $T_2(l)$ (МВТ), $T_3(l)$ (МНТ) и $T_1(l)$; ход значения $T_1(l)$ в ядре совпадает с кривой плавления железа. Силикатная мантия Меркурия на глубине ~ 700 км граничит с железным ядром планеты. Температурные распределения $T_1(l)$ и $T_2(l)$ приводят к неприемлемо низким вязкостям. В связи с этим было построено низкотемпературное распределение $T_3(l)$, которое основано на гипотезе мощной литосферы у Меркурия ($\Delta l_1 \approx 500$ км), так что $T_3(l = 500 \text{ км}) = 1200^\circ\text{C}$. Соответствующее распределение вязкости $\eta_3(l)$ вполне приемлемо. В рассматриваемой модели большие негидростатические касательные напряжения, о которых шла речь в предыдущем параграфе, должны концентрироваться в мощной литосфере. Однако МНТ = $T_3(l)$ делает проблематичным существование у планеты жидкого железного ядра, которое можно было бы привлечь для объяснения собственного магнитного поля. Поэтому возникает дилемма: или Меркурий имеет твердое железное ядро, а его магнитное поле имеет реликтовую природу, или же ядро Меркурия содержит, так же как и ядро Марса, заметное количество FeS, что повышает температуру плавления и позволяет построить модель планеты с жидким ядром для МНТ = $T_3(l)$.

Таким образом, в настоящее время встречаются серьезные трудности при попытке построить модель Меркурия, которая позволяла бы согласовать распределение температуры с распределениями вязкости и напряжений в недрах планеты и в то же время приводила к существованию жидкого ядра из расплавленного железа — для объяснения собственного магнитного поля Меркурия.

Глава 10

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ПЛАНЕТ-ГИГАНТОВ *)

«Сейчас уже является общепризнанным, что малая средняя плотность планет-гигантов объясняется тем, что они состоят из плотного ядра, окруженного несравненно менее плотной оболочкой. Нет оснований считать, что состав ядер планет-гигантов отличается от состава Земли, кроме еще большей плотности этих ядер из-за большего давления в глубине».

О. Ю. Шмидт,

«Четыре лекции о теории происхождения Земли».

В настоящее время космическая эра «коснулась» и планет-гигантов: 4 декабря 1973 г. впервые космический аппарат «Пионер-10» пролетел мимо Юпитера и передал на Землю результаты измерений различных физических полей Юпитера и его фотографии. Ровно через год (2 декабря 1974 г.) аппарат «Пионер-11» прошел на еще более близком расстоянии от планеты, выполнил детальные измерения и, развернутой мощным гравитационным полем Юпитера, направился в сторону Сатурна. Траектория «Пioniера-11» такова, что по дороге к Сатурну он вышел из плоскости эклиптики на полторы астрономические единицы **). Это позволило исследовать космическое пространство вдали от планетных орбит. В 1979 г. «Пионер-11» прошел между поверхностью Сатурна и его кольцами и передал научную информацию на Землю. Если Юпитер

*) Наше изложение основано на работах, выполненных в Институте физики Земли АН СССР им. О. Ю. Шмидта автором совместно с В. П. Трубицыным, А. Б. Макалкиным и И. А. Царевским.

***) Астрономическая единица (а. е.) равна среднему расстоянию Земли от Солнца: 1 а. е. = 149,6 млн. км. В плоскости эклиптики расположена орбита Земли, а орбиты всех остальных планет близки к этой плоскости.

находится на расстоянии 5,2 а. е. от Солнца, Сатурн — 9,5 а. е., то Уран — следующая после Сатурна большая планета — отстоит от Солнца на расстоянии 19,2 а. е. После Сатурна «Пионер-11» направился к Урану. Этот путь займет десятилетие, но, видимо, источников питания аппаратуры будет недостаточно, чтобы исследовать и передать информацию на Землю о третьей планете-гиганте. Последняя планета-гигант, Нептун, удалена от Солнца на 30 а. е. Все планеты-гиганты обладают спутниковыми системами (см. ниже табл. 27). В планетах группы Юпитера сосредоточена почти вся планетная масса и подавляющая часть момента количества движения Солнечной системы. Поэтому изучение планет-гигантов является ключевым вопросом в проблеме происхождения и эволюции Земли и планет Солнечной системы.

10.1. Создание водородной концепции Юпитера и Сатурна

Первые работы о моделях Юпитера и Сатурна принадлежат Джеффрису (1923—1924 гг.). Он использовал неравенство

$$\rho_s \leq \frac{5}{2} \frac{I}{MR^2 \cdot \bar{\rho}} \quad (189)$$

для оценки поверхностной плотности планеты ρ_s через ее массу M , средний радиус R , среднюю плотность $\bar{\rho}$ и средний момент инерции I . Величины M и R были известны из наблюдений, $\bar{\rho}$ легко вычислить по M и R , а I было вычислено по формуле Радо — Дарвина (179) через J_2 и динамическое сжатие α [(формула (178)]. Для Юпитера и Сатурна по наблюдениям за движением ближайших к планетам естественных спутников были определены два первых четных гравитационных момента J_2 и J_4 (см. табл. 27). В результате внешний гравитационный потенциал для обеих планет имеет вид

$$V(r, \theta) = \frac{GM}{r} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{r}\right)^2 J_2 P_2(\cos \theta) - \left(\frac{a}{r}\right)^4 J_4 P_4(\cos \theta) - \dots \right\}, \quad (190)$$

т. е. соответствует полю гидростатически-равновесной планеты (см. § 2.4). Используя формулу (189), Джеффрис получил $\rho_s < 0,8$ г/см³ для Юпитера и $\rho_s < 0,4$ г/см³ для

Сатурна. Джеффрис не придал должного значения этим цифрам, так как в то время не было известно достаточно распространённых в космосе веществ, которые в твердом состоянии обладали бы такими низкими плотностями. Соответственно первая модель Юпитера была построена так, чтобы обойти трудность, с низкой поверхностной плотностью. Предполагалось, что Юпитер состоит из каменного ядра, мантии из воды и углекислоты в твердом состоянии и очень разреженной, но глубокой атмосферы. В результате атмосфера, не влияя существенно на массу планеты, существенно увеличивала ее радиус, который определялся по облачному слою.

Независимо от Джеффриса советский астроном академик В. Г. Фесенков (1924 г.) указал, опираясь на те же соображения, что лишь плотность водорода и гелия может отвечать наружным слоям этих планет. Однако данные о распространённости элементов опять-таки не позволили В. Г. Фесенкову настаивать на своем фундаментальном заключении. Через 10 лет американский астрофизик Вильдт (1934 г.) отметил, что вывод Джеффриса следует понимать буквально, и предложил модель: твердое ядро ($\rho_1 = 5,5 \text{ г/см}^3$ — средняя плотность Земли), оболочка из льда ($\rho_2 = 1,0 \text{ г/см}^3$), наружная оболочка из отвердевших водорода и гелия ($\rho_3 = 0,35 \text{ г/см}^3$). Неизвестные радиусы двух поверхностей раздела определялись по средней плотности и моменту инерции. Работа Вильдта еще не означала создания водородной концепции планет-гигантов.

Водородная проблема, как мы ее понимаем сейчас, ведет свое начало с работы американских физиков Вигнера и Хантингтона (1935 г.) о металлизации водорода. По существу с этой же работы начинается проблема фазовых переходов диэлектрик — металл. При обычных условиях и сравнительно небольших давлениях молекулярный водород представляет собой диэлектрик. Однако, как впервые показали Вигнер и Хантингтон, если его сжать до давлений $\sim 10^6$ бар, водород из молекулярной фазы перейдет в металлическую, т. е. превратится в простейший одновалентный металл с плотностью $\sim 1 \text{ г/см}^3$.

В 1937 г. норвежский геохимик Гольдшмидт публикует первую таблицу космической распространённости элементов, из которой следовало, что водород — наиболее распространенный элемент в Солнечной системе и Вселенной.

После этих работ Вильдт (1938 г.) рентерпретирует свою модель 1934 г., приняв $\rho_2 = 1,0 \text{ г/см}^3$ (плотность металлического водорода), $\rho_3 = 0,35 \text{ г/см}^3$ (плотность молеку-

лярного водорода). Создание водородной концепции Юпитера и Сатурна было завершено в 1951 г. в работах В. Г. Фесенкова и А. Г. Масевич в СССР, Рамзея в Англии и Де Маркуса в США.

Юпитер и Сатурн являются водородо-гелиевыми планетами. Чтобы убедиться в этом, достаточно обратиться к рис. 89, на котором приведены кривые масса — радиус для планет, состоящих из чистого водорода и чистого гелия. Мы видим, что как строение Юпитера, так и строение Сатурна хорошо соответствуют водородной кривой. Это обстоятельство, конечно, не случайно. Водород — наиболее распространенный элемент в Солнечной системе, звездах и межзвездной среде, а гравитационное поле планет-гигантов таково, что оно способно удержать водородную атмосферу в течение времени существования планет.

Вторым по обилию элементом во Вселенной является гелий. Обилие гелия по числу частиц таково, что отношение $H/He \sim 10$. Обращаясь к рис. 89, мы видим, что планеты Юпитер и Сатурн несколько смещены с водородной кривой в сторону гелиевой кривой. В связи с этим естественно ожидать в обеих планетах существование примеси гелия. Определение концентрации гелия в обеих планетах является важнейшей задачей физики планет и имеет большое значение для космогонии. Искомое отношение устанавливается, если построена модель планеты. Остальные элементы, например кислород, углерод, азот, кремний, железо и др., встречаются гораздо реже, чем водород и гелий, и их содержание в Юпитере и Сатурне в настоящее время определяется менее уверенно.

Современные исследования внутреннего строения планет-гигантов ведут свое начало с работы, выполненной в 1958 г. учеником Вильяма американским астрофизиком Де Маркусом. Де Маркус воспользовался экспериментальными данными о сжимаемости водорода и гелия до 20 кбар и определял интерполяционные уравнения состояния водорода и гелия так хорошо, что они мало изменились с

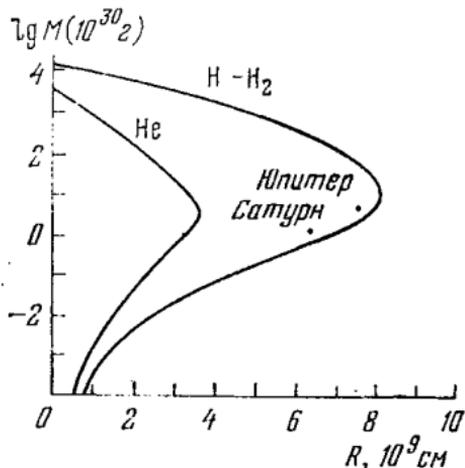


Рис. 89. Диаграмма масса — радиус для планет, состоящих из чистого водорода и чистого гелия.

тех пор. Кроме того, он привлек к построению моделей Юпитера и Сатурна теорию фигуры жидких вращающихся планет второго приближения. Эта теория в первом приближении была построена Клеро (см. § 2.2), а во втором — английским теоретиком Дарвином в конце прошлого века и усовершенствована в начале нашего столетия голландским астрономом Де Ситтером. Поскольку теория фигуры является основным теоретическим аппаратом, используемым для исследования больших планет, то о ней мы скажем ниже несколько подробнее. Вместо двух условий — сохранения средней плотности ρ и среднего момента инерции I — Де Маркус контролировал распределение плотности в модели по трем условиям: ρ и первым четным гравитационным моментам J_2 и J_4 , которые для Юпитера и Сатурна известны из наблюдений. Раньше для определения I через J_2 использовалась формула Радо — Дарвина (179), которая плохо подходит для планет с сильной концентрацией вещества к центру. Де Маркус построил первую удовлетворительную модель Юпитера и достаточно хорошую модель наружных слоев Сатурна. Работа Де Маркуса была расширена американским астрофизиком Пиблсом (1964 г.), который использовал ЭВМ и рассмотрел большое число моделей.

10.2. Теория фигуры

Основной задачей теории фигуры является определение формы уровенных поверхностей планеты. На уровенной поверхности постоянен гравитационный потенциал, а в гидростатически-равновесной планете на уровенной поверхности постоянны также плотность, давление, температура и т. д. Ось вращения планеты является ее осью симметрии, поэтому уравнение уровенных поверхностей не зависит от долготы. Ясно также, что форма уровенных поверхностей не должна зависеть от того, в какую сторону вращается планета. Поэтому при построении теории равновесной фигуры уравнение стандартного сфероида пишется в виде

$$\begin{aligned} r(s, \theta) = s \{ & 1 + s_2(s)P_2(t) + s_4(s)P_4(t) + s_6(s)P_6(t) + \\ & + s_8(s)P_8(t) + s_{10}(s)P_{10}(t) + \dots \}, \\ & t = \cos \theta, \end{aligned} \quad (191)$$

где θ — полярное расстояние, s — средний радиус (радиус сферы эквивалентного объема), $P_{2i}(t)$ — четные полиномы

Лежандра, зависящие от четных степеней t . Теория фигуры строится последовательными приближениями. Малым параметром теории фигуры является безразмерный квадрат угловой скорости планеты

$$m = \frac{\bar{\omega}^2 R^3}{G \cdot M} = \frac{3\omega^2}{4\pi G \bar{\rho}} = \frac{3\pi}{G \bar{\rho} \tau^2}, \quad (192)$$

где ω , τ , R , M и $\bar{\rho}$ — соответственно угловая скорость и период вращения, средний радиус, масса и средняя плотность планеты. Величина m имеет простой физический смысл: она равна отношению центробежного и гравитационного ускорений на экваторе планеты. Если бы планета не вращалась, то система уровней поверхностей представляла бы собой ньютоновские сферы. В формуле (191) этому соответствует равенство нулю всех функций $s_{2i}(s)$ для любого i . Внешнее гравитационное поле такой планеты описывалось бы ньютоновским потенциалом (190), или можно сказать, что у жидкой невращающейся планеты в выражении (190) все гравитационные моменты равны нулю для любого i . В действительности все планеты вращаются, причем планеты-гиганты вращаются довольно быстро. В теории фигуры первого приближения в формуле (191) удерживается первая функция $s_2(s)$, являющаяся малой величиной порядка m . В этом случае уровнями поверхностями являются эллипсоиды вращения. Получается так, что центробежные силы как бы растягивают сферу в эллипсоид вращения. В этом приближении все остальные функции $s_{2i}(s)$ ($i = 2, 3, \dots$) равны нулю. Внешний гравитационный потенциал в первом приближении отличается от ньютоновского потенциала на слагаемое, пропорциональное квадрупольному гравитационному моменту J_2 в формуле (190), причем $J_2 \sim m$. В теории фигуры Дарвина — Де Ситтера в (191) сохраняется следующая функция $s_4(s)$, а уровневые поверхности во втором приближении отклоняются от эллипсоидов вращения. Выражение для потенциала (190) удлиняется, так как в нем появляется член с $J_4 \sim m^2$. Эти рассуждения естественным образом обобщаются на любое приближение. В общем случае функции $s_{2i}(s)$ и гравитационные моменты J_{2i} в (190) имеют следующий порядок малости:

$$s_{2i}(s) \sim m^i, \quad J_{2i} \sim m^i. \quad (193)$$

Величины J_{2i} определяются из наблюдений и дают интегральные условия для допустимых распределений плотно-

сти в планете. Они выражаются через определенные интегралы от плотности $\rho(s)$ и функции $s_{2i}(s)$, которые находятся путем решения системы уравнений теории фигуры. При этом моменты J_{2i} вычисляются последовательными приближениями в виде разложения по степеням m :

$$J_{2i} = \sum_{k=0}^{\infty} J_{2i}(k) m^{i+k}. \quad (194)$$

На практике в ряде (194) удерживается всего несколько членов. В настоящее время автор книги и В. П. Трубицын построили теорию фигуры пятого приближения. Это позволит в будущем при построении моделей использовать первые пять четных моментов $J_2, J_4, J_6, J_8, J_{10}$. Точность определения моментов J_2 и J_4 Юпитера, достигнутая с помощью космических аппаратов «Пионер-10» и «Пионер-11», в настоящее время такова, что при построении моделей приходится использовать теорию фигуры четвертого приближения.

10.3. Адиабатическая модель

Ниже перечислены пять основных аргументов в пользу того, что Юпитер является газожидким телом с адиабатическим распределением температуры внутри планеты. Из этих аргументов вытекает также, что Юпитер находится в конвективном состоянии, т. е. вынос из него тепла осуществляется механизмом конвекции и он находится в состоянии, близком к гидростатически-равновесному.

1. Если Юпитер образовался как горячее тело (трудно представить, чтобы такая огромная планета не разогрелась при своем образовании), то за время своего существования $t_n \sim 4,5 \cdot 10^9$ лет он не мог остыть, так как длина его остывания

$$l_{\text{ост}} \sim (\chi \cdot t_n)^{1/2} \quad (195)$$

порядка $5 \cdot 10^2$ км ($\chi \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ см²/с — коэффициент температуропроводности молекулярного водорода).

2. Поток тепла из недра планеты по данным широкополосных инфракрасных измерений, подтвержденных данными аппаратов «Пионер-10» и «Пионер-11», оказался равным $\sim 10^4$ эрг/(см² · с) [соответственно для Сатурна $\sim 3 \cdot 10^3$ эрг/(см² · с)], что указывает на конвективное состояние глубокой наружной зоны или всей планеты в

целом, так как такой поток более чем на четыре порядка превышает максимальный вынос тепла за счет механизма молекулярной теплопроводности [т. е. подсчитанный по формуле (47)]; так, для Юпитера и Сатурна имеем $q_{Ю} \ll \ll 0,2$ эрг/(см² · с), $q_{С} \sim 0,1$ эрг/(см² · с)]. Интересно отметить, что поток тепла из недр обеих планет примерно равен потоку тепла, который они получают от Солнца.

3. Юпитер обладает собственным магнитным полем, формирующимся в его внутренней металлической водородной оболочке (отстоящей от поверхности на две десятые радиуса планеты), которая опять-таки должна быть в конвективном состоянии.

4. Рассматривая эволюцию спутниковых орбит Юпитера, Сатурна и Урана, американские астрофизики Голдрайх и Сотер оценили значения удельной диссипативной функции Q для этих планет (смысл функции Q разъясняется в § 3.2). Оказалось, что $Q_{Ю} \geq 2,5 \cdot 10^4$, $Q_{С} \geq 1,4 \times 10^4$, $Q_{У} \geq 5 \cdot 10^3$, что на два порядка больше, чем типичные значения для вещества в твердом состоянии, в частности для мантии Земли и планет земной группы. Таким образом, эти оценки могут быть истолкованы как указание на жидкое состояние Юпитера, Сатурна и Урана.

5. Измерения гравитационного поля Юпитера аппаратами «Пионер-10» и «Пионер-11» не обнаружили «следов» первого нечетного момента J_3 с точностью до 10^{-6} в гравитационном потенциале планеты, что указывает на близость Юпитера к гидростатически-равновесному состоянию.

Разъясним теперь смысл утверждения «планеты-гиганты — газожидкие тела». Критическое давление и критическая температура водорода равны 13 атм и 33 К. При давлении и температуре выше критических не существует границы между газовой и жидкой фазами молекулярного водорода. Юпитер и Сатурн почти сплошь состоят из водорода, а Уран и Нептун покрыты водородными оболочками толщиной примерно в две десятых радиуса планеты, причем во всех четырех планетах водород находится в сверхкритической области. В результате по мере погружения в глубь планеты газовая атмосфера уплотняется под давлением лежащих выше слоев и непрерывно переходит в жидкое, сравнительно плотное состояние, причем границы между газовой атмосферой и лежащей под ней жидкой планетой не существует. Далее, температура плавления водорода в условиях недр Юпитера и Сатурна в несколько раз меньше адиабатических температур в этих

планетах. Температура плавления воды — второй по значению компоненты планет-гигантов — вероятно, меньше, чем адиабатические температуры в большей части Урана и Нептуна. На основании этих аргументов и говорят, что недра всех планет-гигантов паходятся в газожидком состоянии, исключая, быть может, их небольшие центральные области. Представление о газожидком состоянии планет-гигантов было разработано автором и В. П. Трубицыным в СССР и Хаббардом в США.

10.4. Данные наблюдений

Данные наблюдений, используемые при расчете моделей, сведены в табл. 27. Там же указаны некоторые дополнительные характеристики планет-гигантов. Атмосферы Юпитера и Сатурна паходятся в состоянии дифференциального вращения, т. е. угловые скорости вращения различных широтных поясов не совпадают. Поэтому довольно трудно выбрать правильное значение периода вращения планеты τ . За период вращения Юпитера как планеты выбирают период вращения его магнитосферы, так как источники большого собственного магнитного поля расположены в металлической оболочке планеты, отстоящей от облачного слоя на 0,2 радиуса Юпитера. Этот период практически совпадает с периодом вращения среднеширотных и полярных областей облачного слоя планеты. Дифференциальное вращение атмосферы Сатурна заметно больше (до 10%). До пролета мимо Сатурна американской межпланетной станции «Вояджер-1»*) период вращения его магнитосферы не был известен. Однако теперь он известен и, так же как и для Юпитера, дает значение периода вращения тела планеты.

Период вращения Урана по данным разных групп наблюдателей пападает в широкий интервал значений от 10,8 до 24 ч, наилучшая оценка $19,5 \pm 1.2$ ч. То же самое

*) Запущена 5 сентября 1977 г. с мыса Канаверал (шт. Флорида, США). В марте 1979 г. станция прошла мимо Юпитера, произведя исследования планеты и ее спутников, — были открыты мощные действующие вулканы на галилеевом спутнике Ио, находящемся на расстоянии 422 тыс. км от планеты. В ноябре 1980 г. автоматическая станция пропла мимо системы Сатурна и передала уникальную информацию о планете, ее кольцах и спутниках. Двойник «Вояджера-1» «Вояджер-2» прошел мимо Юпитера в июле 1979 г. и мимо Сатурна в августе 1981 г. В январе 1986 г. станция должна пролететь мимо Урана и передать фотографии планеты на Землю.

Данные наблюдений для планет группы Юпитера

Параметр	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун
Масса M , 10^{30} г	1,902	0,569	0,0872	0,103
Масса (Земля-1)	318,05	95,147	14,58($\pm 0,1$)	17,23($\pm 0,08$)
Экваториальный радиус a , км	71398	60000	26145 ± 300	24700 ± 300
J_2	(14733 ± 4) $\cdot 10^{-6}$	(16479 ± 18) $\cdot 10^{-6}$	(3352 ± 5) $\cdot 10^{-6}$	(41 ± 4) $\cdot 10^{-4}$
J_4	(-587 ± 7) $\cdot 10^{-6}$	(-937 ± 38) $\cdot 10^{-6}$	(-29 ± 13) $\cdot 10^{-6}$	-55 $\cdot 10^{-6}$?
τ , часы	9,9249	10,657	10,8—24; 15,5	11—20; 18
$m(192)$	0,083	0,139	0,036	0,021
Динамическое сжатие α	0,065 $\pm 0,0005$	0,096 $\pm 0,0015$	0,023	0,033
Средняя плотность $\bar{\rho}$, г/см ³	1,334 $\pm 0,006$	0,69 $\pm 0,01$	1,26 $\pm 0,07$	1,67 $\pm 0,1$
Ускорение силы тяжести на экваторе, м/с ²	22,9	9,1	7,8	11
Вторая космическая скорость на экваторе, км/с	59,5	35,6	21,2	23,6
Среднее расстояние от Солнца, а. е.	5,2	9,54	19,2	30,1
Число спутников	16	17	5	2

имеет место и для Нептуна — от 11 до 22 ч, наилучшая оценка $\sim 17-18$ ч.

При построении адиабатических моделей планет-гигантов важное значение имеет выбор граничного давления p_1 и температуры T_1 , которые связаны между собой законом адиабаты. Удобно в качестве граничной выбрать поверхность, на которой $p_1 = 1$ бар. Тогда значение T_1 определяют по моделям атмосфер планет. При $p_1 = 1$ бар T_1 для Юпитера равно 170 ± 20 К, для Сатурна 135 ± 15 К, для Урана и Нептуна эту температуру полагают $\sim 75-80$ К и $70-75$ К соответственно. По тем оценкам, которые приведены выше, следует, что граничная поверхность с p_1 , T_1 расположена во всех четырех планетах глубже облачных слоев, так как, согласно наблюдениям, температуры облачного слоя планет-гигантов меньше, чем T_1 .

10.5. Распространенность элементов и группы космохимических веществ

Первая современная сводка космической распространенности химических элементов сыграла важную роль в создании водородной концепции строения Юпитера и Сатурна. Еще большую роль данные о распространенности элементов и предполагаемом химическом составе протопланетного облака будут играть в ближайшие годы при построении детальных моделей планет-гигантов. Наоборот, построение моделей планет-гигантов позволяет получить интегральные соотношения между различными наиболее обильными элементами, которые характеризуют как протопланетное облако, так и протосолнце. Фундаментальные сводки распространенности химических элементов были опубликованы американскими геохимиками Зюсом и Юри (1956 г.) и астрофизиком Аллером (1961 г.). В последнее время опубликовано несколько сводок распространенности элементов. Например, сводка американского геохимика Льюиса (1972 г.) имеет вид: H ($2,8 \cdot 10^4$), He ($1,8 \cdot 10^3$), O (46,6), C (10,0), N (2,4), Ne (2,1), Si (1,00), Mg (0,85), Fe (0,80), S (0,46), Ar (0,15), I (0,07), Ca (0,06), Na (0,043), Ni (0,05),... Число в скобках за символом химического элемента указывает, сколько атомов данного элемента приходится на один атом водорода. Если бы были точно известны обилие гелия в Солнце и отношение H/He по числу частиц, то эти данные можно было бы использовать при расчете моделей

планет-гигантов. К сожалению, отношение $\text{H}/\text{He} \sim 12 \div 20$ все еще недостаточно надежно, хотя большинство исследователей принимают такие значения средней массовой концентрации водорода (X) и гелия (Y): $X \sim 70-80\%$, $Y \sim 30-20\%$.

По современным представлениям в протопланетном облаке на расстояниях планет-гигантов температуры (после остывания облака), вероятно, не превышают 150 К, а газовое давление $10^{-5}-10^{-7}$ атм в зоне Юпитера и Сатурна и $10^{-7}-10^{-9}$ в зоне Урана и Нептуна. В этих условиях большинство перечисленных выше элементов образует гидриды и окислы. Более сложные соединения, например силикаты, можно представить с достаточной точностью в виде определенной комбинации окислов, и, таким образом, конкретизация сложных соединений при построении моделей несущественна.

Все космохимические соединения по их летучести разделяются на три группы. К первой группе относят водород (H_2), гелий (He) и неон (Ne). Это так называемая газовая водородо-гелиевая компонента (Γ -компонента), которая в условиях образования планет-гигантов не входит в конденсат. Вторую группу образуют вещества средней летучести. Это так называемая Λ -компонента (ледяная компонента). Основные ее составляющие: метан (CH_4), аммиак (NH_3) и вода (H_2O). Нелетучие вещества объединяют в третью группу. В нее входят окислы, железо и никель (SiO_2 , MgO , FeO , FeS , Fe , Ni ,...). Третью группу называют ТК (тяжелая компонента). Вещества ТК вместе с веществами компоненты Λ образовывали состав конденсата (пылевую составляющую) протопланетного газопылевого облака в рассматриваемой его части (ТК Λ -компонента).

В случае, если температуры в рассматриваемой части протопланетного облака были более высокими (> 150 К), нужно исследовать также другие разбиения веществ на группы, при которых часть вещества ледяной компоненты переходит в газовую компоненту. Тогда возникают следующие варианты Λ : Λ I ($\text{CH}_4 + \text{NH}_3 + \text{H}_2\text{O}$), Λ II ($\text{NH}_3 + \text{H}_2\text{O}$), Λ III (H_2O). Соответствующие им варианты Γ -компоненты: Γ I ($\text{H}_2 + \text{He} + \text{Ne}$), Γ II (Γ II + CH_4), Γ III (Γ II + NH_3). Вариант Γ -компоненты, соответствующий случаю, когда к конденсату относится только ТК-компонента, будет Γ IV (Γ III + H_2O). Внутри каждой группы вещества берутся в той же пропорции, в какой они распространены в космосе.

10.6. Уравнение состояния

Зависимость давления от плотности и температуры $p = p(\rho, T)$ называется уравнением состояния. Обычно уравнение состояния представляют в виде суммы потенциального давления $p(\rho, 0)$ (нулевой изотермы) и теплового давления

$$p(\rho, T) = p(\rho, 0) + \frac{3RT}{\bar{A}} \rho \gamma(\rho), \quad (196)$$

где $R = 8,314 \cdot 10^7$ эрг/град · моль) — газовая постоянная, T — абсолютная температура в градусах Кельвина, \bar{A} — средний атомный вес, $\gamma(\rho)$ — параметр Грюнайзена (функция плотности). Понятие параметра Грюнайзена было введено в § 7.5. Важно то, что диапазон изменения $\gamma(\rho)$ очень мал. Действительно, при обычных условиях γ не превосходит 2—3, а при сверхвысоких давлениях $\sim 10^8$ бар $\gamma = 2/3$. Характерные давления в недрах планет-гигантов 10^6 — 10^8 бар, а температуры $\sim 10^3$ — 10^4 К. Оценим в этих условиях вклад теплового давления (возникающего из-за тепловых колебаний атомов) в полное давление для металлического водорода ($\rho_H \sim 1$ г/см³, $\gamma \sim 1$, $\bar{A} = 1$) и для воды ($\rho_{H_2O} \sim 3,5$, $\gamma \sim 1$, $\bar{A} = 6$):

$$p_T = \frac{3RT}{\bar{A}} \rho \gamma(\rho) \sim$$

$$\sim \begin{cases} 3 \cdot 8,3 \cdot 10^7 \cdot (10^3 \div 10^4) \approx 2,5 (10^{11} \div 10^{12}) \text{ дин/см}^2 = \\ \quad = 2,5 (10^5 \div 10^6) \text{ бар для H,} \\ \frac{3 \cdot 8,3 \cdot 10^7 \cdot (10^3 \div 10^4)}{6} \cdot 3,5 \approx 1,4 (10^5 \div 10^6) \text{ бар для H}_2\text{O.} \end{cases}$$

Если обратиться к рис. 92—95, на которых показаны модели Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна, то легко видеть, что в (p, T) -условиях планетных недр вклад теплового давления в полное давление не превышает 10—20%. Следовательно, закон, по которому сжимается вещество в их недрах, в основном определяется первым слагаемым в (196) — нулевой изотермой. В настоящее время нулевые изотермы всех основных космохимических элементов и соединений определены с точностью $\sim 5\%$ по давлению. Для построения $p(\rho, 0)$ использовался метод графической интерполяции. При давлениях до ~ 1 Мбар закон, по которому сжимается то или иное вещество, может быть установлен с помощью экспериментальных данных (статических и динамических). При высоких

давлениях $p > 100$ Мбар этот закон может быть установлен теоретически. Поэтому, чтобы определить нулевую изотерму конкретного космохимического вещества во всем интервале давлений, представляющем интерес для планетофизики, сглаженные экспериментальные данные при низких давлениях «сшиваются» с рассчитанными значениями при высоких давлениях.

Чтобы читатель мог составить представление о функциях $p(\rho, 0)$ для различных веществ, приводим табл. 28.

Таблица 28

Плотность в г/см^3 в зависимости от давления в барах для космохимических элементов и соединений

p , бар	H	H ₂	CH ₄	NH ₃	H ₂ O	He	Ne
1	0,58	0,089	0,51	0,83	1,516		1,506
$1 \cdot 10^3$	0,617	0,112	0,544	0,861	1,552	0,32	1,603
$1 \cdot 10^4$	0,635	0,170	0,660	0,933	1,622	0,52	1,918
$1 \cdot 10^5$	0,657	0,320	0,977	1,288	1,997	0,94	2,911
$1 \cdot 10^6$	0,860	0,694	1,803	2,213	3,126	1,90	5,129
$1 \cdot 10^7$	1,93	1,83	4,246	5,105	6,607	4,60	10,715
$1 \cdot 10^8$	5,90	5,79	12,078	14,061	17,418	13,1	25,586

p , бар	Ar	MgO	SiO ₂ (СТИШОВИТ)	Al ₂ O ₃	FeO	FeS ¹⁾	Fe
1	1,771	3,585	4,287	3,988	5,907	6,250	8,311
$1 \cdot 10^3$	1,871	3,5878	4,2884	3,9896	5,911	6,254	8,317
$1 \cdot 10^4$	2,275	3,608	4,291	4,004	5,947	6,288	8,369
$1 \cdot 10^5$	3,396	3,811	4,390	4,128	6,240	6,582	8,797
$1 \cdot 10^6$	6,026	4,915	5,300	5,070	7,962	8,367	11,041
$1 \cdot 10^7$	12,677	9,572	9,795	9,638	13,996	14,588	17,620
$1 \cdot 10^8$	30,761	23,335	23,769	23,497	32,600	33,963	38,637

1) Гипотетическое уравнение состояния.

Цифры в таблице даны с большим числом знаков, чтобы не терять точность при определении темпа нарастания плотности. Во втором столбце приведены данные для металлического водорода, а в третьем — для молекулярного водорода. Переход молекулярного водорода в металлический не поддается теоретическому расчету. Давление перехода слабо зависит от температуры и оценивается величиной $\sim 3 \cdot 10^6$ бар. При переходе в твердой фазе плот-

ность скачком увеличивается на $\sim 10\%$. В расплавленном состоянии (в жидкой фазе) переход происходит непрерывно. В табл. 28 приведены данные для фаз высокого давления. Такой фазой для воды является модификация лед VII, устойчивая при давлении, большем 22,5 кбар. Для

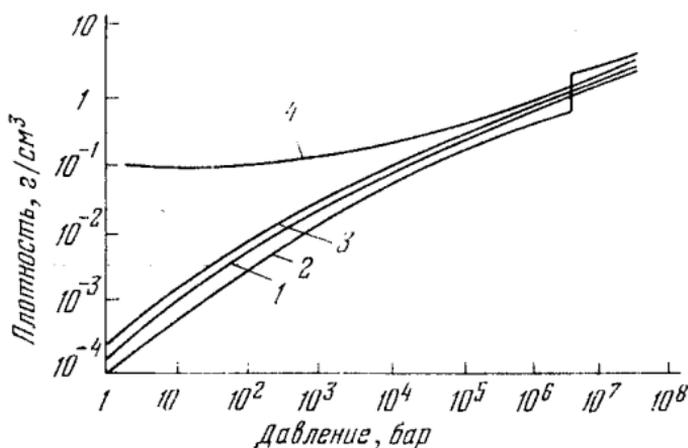


Рис. 90. Уравнения состояния водорода: 1—3 — адиабаты водорода с граничными температурами T_1 (при $p_1=1$ бар), равными 140 К (кривая 1), 250 К (кривая 2), 90 К (кривая 3); 4 — нулевая изотерма.

железа эта фаза устойчива при давлениях, больших 130 кбар. Уравнение состояния для фазы высокого давления FeS является гипотетическим, так как для этой фазы отсутствуют надежные экспериментальные данные при $p < 1$ Мбар. В целом табл. 28 дает ясное представление о тех плотностях, которые рассматриваемые

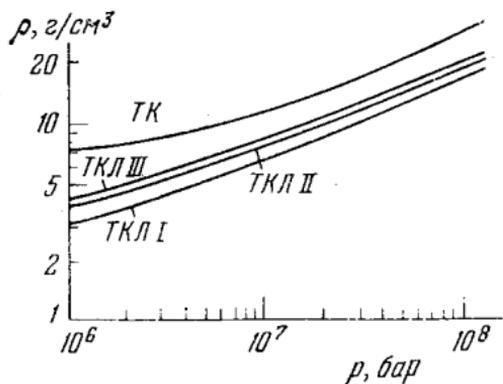


Рис. 91. Нулевые изотермы тяжелой компоненты (TK) и смесей TK и различных вариантов льдов: TKL I, TKL II, TKL III.

вещества имеют при высоких давлениях. Предположение об адиабатическом изменении температуры в недрах планет-гигантов позволяет определить уравнение адиабаты в виде $T_{ад} = T(\rho)$ и связать распределение температуры в недрах планеты с распределением плотности. Подставляя $T_{ад} = T(\rho)$ в (196), получаем уравнение адиабаты $p_{ад} = p(\rho)$ в переменных (ρ, ρ) , которое может быть использовано при расчетах моделей планеты.

В настоящее время построены двухслойные модели планет-гигантов. Оболочки планет состоят в основном из во-

дорого-гелиевой компоненты, а ядра — из того или иного варианта ТКЛ-компоненты. В конвективной планете предположение о постоянстве химического состава каждого слоя (оболочки и ядра) является естественным, так как конвекция осуществляет перемешивание, а возникновение даже небольшого градиента концентрации достаточно, чтобы «запереть» конвекцию. При расчетах уравнения состояния смеси веществ как для оболочки, так и для ядра вычисляются в приближении аддитивности парциальных объемов

$$\frac{1}{\rho(p)} = \sum_i \frac{X_i}{\rho_i(p)},$$

где X_i — обилие по массе каждого вещества, $\sum_i X_i = 1$.

Строение оболочек планет в основном определяется сжимаемостью водорода (рис. 90), а строение ядер — нулевыми изотермами ТКЛ-вещества (рис. 91).

10.7. Модели Юпитера и Сатурна

В настоящее время построены двухслойные модели внутреннего строения обеих планет. Ядра планет состоят из конденсата ТК и льдов (обилие элементов — в солнечной пропорции). Исследованы четыре варианта химического состава ядра: ТКЛ I (ТКЛ + Л I), ТКЛ II, ТКЛ III и ТК. Оболочки моделей I типа состоят только из газовой компоненты Г I (или Г II, Г III). В них массовые концентрации водорода, гелия и других газов будут соответственно X , Y и Z_1 ; $X + Y + Z_1 = 1$. В модели II типа в состав оболочки, кроме газовой компоненты, входит также вещество ядра с концентрацией Z_2 ; $X + Y + Z_1 + Z_2 = 1$. Величина Z_1 по отношению к сумме $X + Y$ всегда бралась в солнечной пропорции. Чтобы удовлетворить известным параметрам планеты — массе, радиусу, периоду вращения и гравитационным моментам J_2 и J_4 (см. табл. 27), в моделях I типа подбиралось отношение Y/X (в оболочке), а в моделях II типа — величина $Z_2/(X + Y + Z_1)$, а отношение $Y/X = 0,26$ фиксировалось в солнечной пропорции.

Адиабатическая модель планеты зависит также от граничных значений давления p_1 и температуры T_1 в облачном слое. Давление p_1 всегда принималось равным одной атмосфере, а T_1 варьировалось. Так, в типичных моделях I типа для обеих планет, показанных на рис. 92

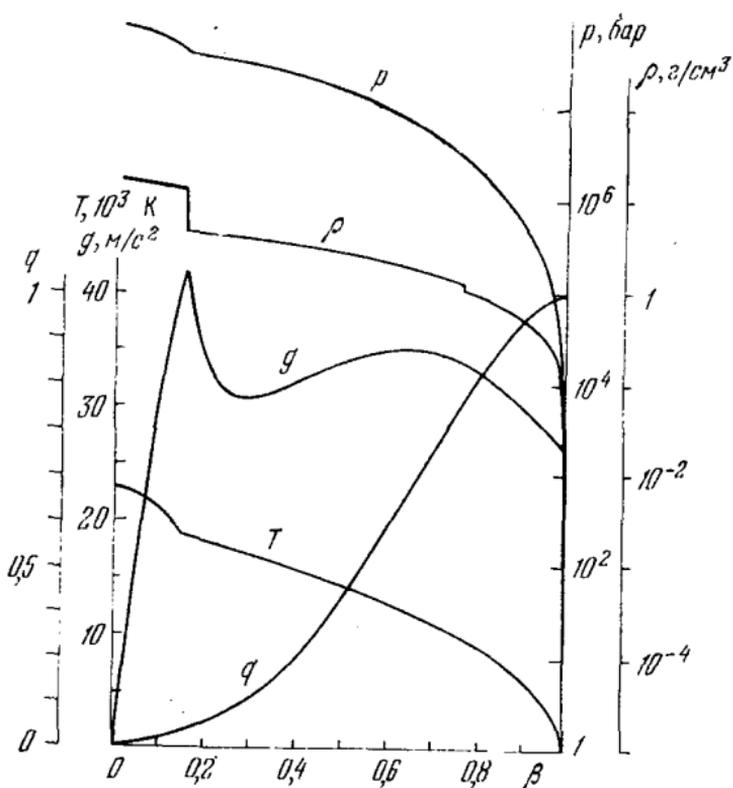


Рис. 92. Модель Юпитера: ρ — плотность, p — давление, T — температура, g — гравитационное ускорение, q — относительная масса, заключенная в сфере радиуса β , как функции относительного радиуса β .

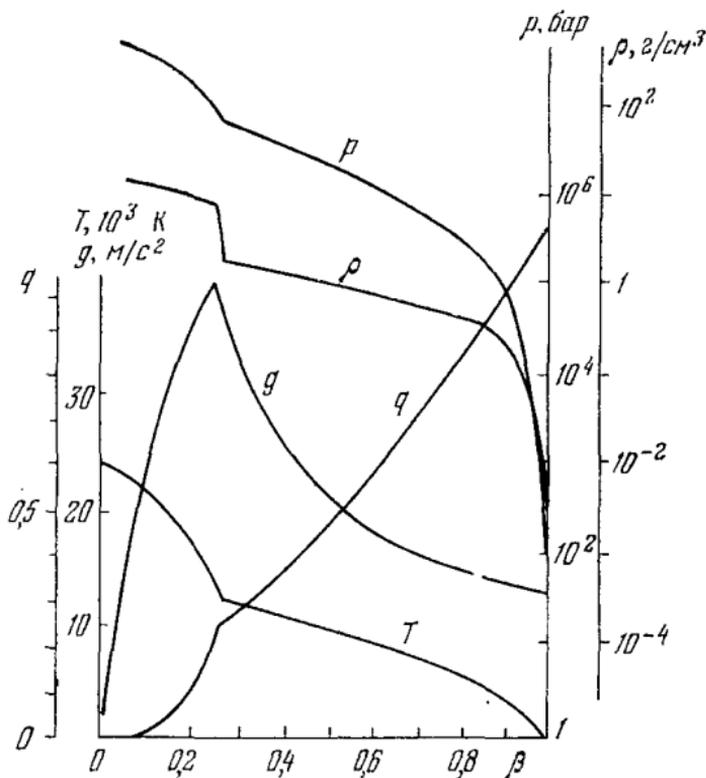


Рис. 93. Модель Сатурна. См. подпись к рис. 92.

и 93, $T_1 = 140$ К, а $X = 0,68$ (в оболочке). В этой модели ядра Юпитера и Сатурна состоят из ТКЛ II. Полная массовая концентрация ТКЛ-вещества в планете обозначена $Z_{\text{ТКЛ}}$.

Модели I типа соответствуют схеме образования планеты, по которой вначале образуется ядро из конденсата, а затем происходит аккреция газа на образованное таким образом ядро. Ясно, что это предельная идеализованная схема, поэтому истинная модель планеты должна быть промежуточной между моделью I и II типов. Для Сатурна модель I типа с $T_1 = 90$ К является предельной, так как в такой модели концентрация гелия $Y = 0$, что неприемлемо с позиций космохимии. Для Юпитера модель I типа с $T_1 = 250$ К также является предельной, так как при этой граничной температуре T_1 у планеты пропадает ядро из ТКЛ-вещества и при больших T_1 для сохранения условия полной массы в модель пришлось бы ввести разуплотнение вещества в центре, что физически бессмысленно. Это единственная модель Юпитера, которая имеет среднесолнечный состав. Во всех остальных моделях планета обогащена ТКЛ-компонентой по сравнению со среднесолнечной пропорцией элементов.

В общем исследование моделей Юпитера и Сатурна показывает, что обе планеты должны обладать ядрами из ТКЛ-вещества. По массе ядро Юпитера составляет 3—4%, а ядро Сатурна 26—28% от полной массы. Величина $Z_{\text{ТКЛ}}$, приведенная в табл. 29, позволяет оценить минимальные массы вещества протопланетного облака в зонах образования этих планет. Масса всего вещества в зоне по отношению к массе планеты $M_3/M = (Z_{\text{ТКЛ}}/Z_{\text{ТКЛ}}^0)$, где $Z_{\text{ТКЛ}}^0 \sim (0,012 \div 0,018)$ — предполагаемое обилие ТКЛ-компоненты в протопланетном облаке, равное солнечному обилию. Тогда масса потерянного из зоны вещества равна $\Delta M/M = (M_3/M) - 1$. Эта величина для различных моделей приведена в последнем столбце табл. 29. По этим оценкам масса газа, диссипировавшего из зоны Юпитера, заметно различается для изученных моделей. Для Юпитера грубой оценкой будет $(\Delta M/M)_\text{Ю} \sim 5 \div 10$. Для Сатурна эта величина заключена между ~ 15 и ~ 24 планетными массами для моделей с ядрами из ТКЛ I—ТКЛ III, $(\Delta M/M)_\text{С} \sim 15 \div 24$.

Тот факт, что обе планеты находятся в конвективном состоянии, т. е. являются адиабатическими, позволил надежно рассчитать распределение температуры в Юпитере и Сатурне (см. рис. 92 и 93) из условия постоянства

энтропии в их недрах*). Мы уже отмечали выше, что переход в металлическую фазу молекулярного водорода происходит при $p \sim 3$ Мбар. В модели Юпитера, показанной на рис. 92, это соответствует значению относительного радиуса $\beta = r/R$ (R — средний радиус планеты), равному $\beta_m = 0,765$. Металлическая оболочка в Юпитере простирается до границы с ТКЛ-ядром при $\beta_n = 0,15$. На этом уровне давление равно 42,3 Мбар, в центре планеты $p_0 = 78$ Мбар.

Т а б л и ц а 29

Химический состав Юпитера и Сатурна

Планета	T_1 , К	Тип моделей	Обилие в оболочке ¹⁾			Обилие в планете			$\Delta M/M$
			X	Y	Z_2	X	Y	$Z_{\text{ТКЛ}}$	
Юпитер	140	I	0,68	0,31	0	0,66	0,30	0,04	2
		II	0,71	0,18	0,10	0,69	0,18	0,12	8
	250	I	0,51	0,47	0,01	0,51	0,47	0,01	0
		II	0,60	0,16	0,23	0,60	0,16	0,23	17
Сатурн	140	I	0,68	0,31	0	0,50	0,23	0,26	19
		II	0,71	0,18	0,10	0,53	0,14	0,33	24
	90	I	0,99	0	0	0,68	0	0,31	24

¹⁾ $Z_1 = 0,01$ во всех моделях.

В модели Сатурна (см. рис. 93) металлическая оболочка расположена в интервале $0,465 \geq \beta \geq 0,267$. Давление на границе с ядром из ТКЛ-компоненты сравнительно невелико: $p_n = 8,12$ Мбар ($\beta_n = 0,267$). Давление в центре Сатурна $p_0 = 48$ Мбар. Температуры в центре обеих планет равны $\sim 2,5 \cdot 10^4$ К. В действительности может оказаться, что вещества, из которых состоят ТКЛ-ядра Юпитера и Сатурна, дифференцированы по плотности. Однако имеющихся пока данных явно недостаточно для количественного исследования этого вопроса. Юпитер обладает

*) Энтропия — это термодинамическая величина, остающаяся постоянной при адиабатическом процессе, когда не происходит обмена теплом между различными элементами среды. Она не имеет столь наглядного смысла, как температура или давление, являясь в то же время не менее важной термодинамической переменной.

мощным собственным магнитным полем. Это поле было открыто и исследовано по радионизлучению планеты в 1954—1960 гг. Тогда же было установлено, что полярность магнитного поля Юпитера обратна полярности земного магнитного поля. Данные, полученные с помощью космических аппаратов «Пионер-10, -11», позволили охарактеризовать это поле количественно. Определены следующие коэффициенты Гаусса в магнитном потенциале W [формула (42)] планеты:

дипольные коэффициенты:

$$g_1^0 = 4,129, \quad g_1^1 = -0,492, \quad h_1^1 = 0,531 \text{ Гс}$$

(этим коэффициентам соответствует напряженность диполя на экваторе планеты $B_1 = 4,19$ Гс; ось диполя наклонена к оси вращения на угол $\sim 10^\circ$),

квадрупольные коэффициенты:

$$g_2^0 = 0,42, \quad g_2^1 = -0,738, \quad h_2^1 = -0,050, \\ g_2^2 = 0,324, \quad h_2^2 = -0,381 \text{ Гс}$$

($B_2 = 0,89$ Гс).

Определены также октупольные коэффициенты и соответственно $B_3 = 0,61$ Гс. Интересно, что отношения $B_2/B_1 \sim 0,2$ и $B_3/B_1 \sim 0,14$ близки к аналогичным отношениям для земного поля. Поле Юпитера является полем эксцентрического диполя, центр которого отстоит от оси вращения на $\sim 0,2 R_{\text{Ю}}$ и на $\sim 0,1 R_{\text{Ю}}$ смещен в северное полушарие. Из-за этого максимальное значение поля на поверхности Юпитера в северном полушарии составляет ~ 14 Гс, а в южном полушарии 11 Гс. Магнитный момент Юпитера $M_{\text{Ю}} = B_1 \cdot R_{\text{Ю}}^3 = 1,35 \cdot 10^{30}$ Гс \cdot см³. Источники магнитного поля Юпитера расположены в его обширной металлической оболочке.

Пролет КА «Пионер-11» в 1979 г. мимо Сатурна позволил измерить магнитное поле планеты. В отличие от магнитных полей других планет, магнитное поле Сатурна оказалось почти чисто дипольным с осью диполя, совпадающей с осью вращения планеты с точностью до 1° , а центр диполя совпадает с центром масс планеты с точностью до $\sim 0,01 R_{\text{С}}$, $R_{\text{С}}$ — радиус Сатурна. Напряженность поля на экваторе равна $B_0 \approx 0,2$ Гс. Магнитный момент Сатурна $M_{\text{С}} = B_0 \cdot R_{\text{С}}^3 \approx 4 \cdot 10^{28}$ Гс \cdot см³.

Выше отмечалось, что тепловые потоки из недр обеих планет очень велики; они равны потокам, получаемым

планетами от Солнца. Это аномальное явление еще не получило однозначного объяснения, хотя большинство исследователей склоняется к объяснению этого теплового потока гравитационным сжатием планеты.

10.8. Модели Урана и Нептуна

Двухслойные адиабатические модели обеих планет показаны на рис. 94 и 95. Отношение Y/X в водородо-гелиевой оболочке (из Г1) выбрано в солнечной пропорции ($Y/X = 0,26$). Для ядра припят состав ТКЛ I ($\text{CH}_4 + \text{NH}_3 + \text{H}_2\text{O} + \text{TK}$) в соответствии с предположением о

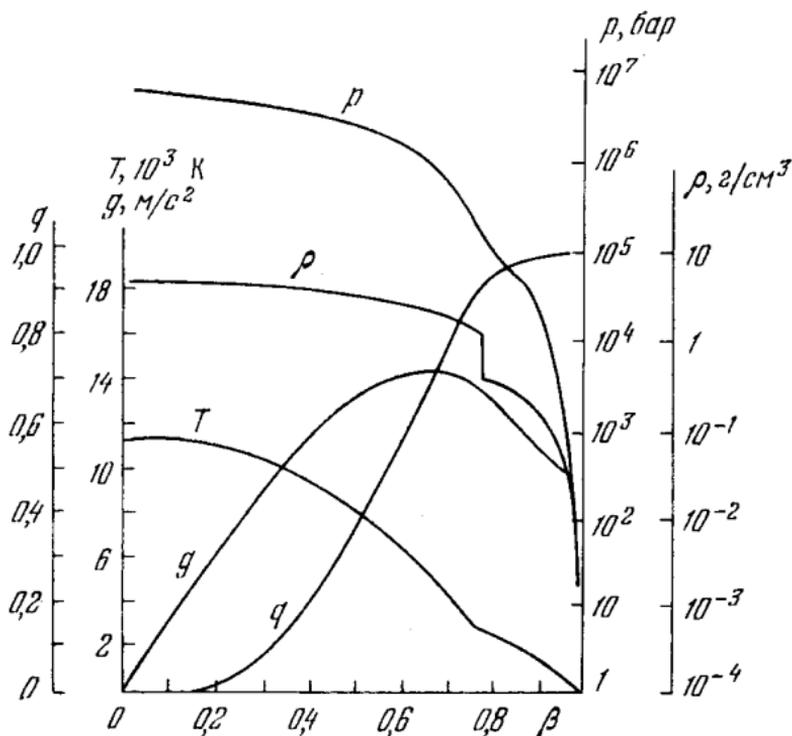


Рис. 94. Модель Урана См. подпись к рис. 92.

низкой начальной температуре в области образования Урана и Нептуна. Модели Урана и Нептуна принадлежат к моделям II типа, так как их тонкие водород-гелиевые оболочки содержат примесь 10% ТКЛ I-компоненты. Основные параметры моделей следующие: относительный радиус и масса ТКЛ I-ядер равны соответственно 0,78 и 0,94 для Урана и 0,85 и 0,97 для Нептуна. Давление на границе ядра у Урана $p_n = 117$ кбар, а у Нептуна $p_n = 74,6$ кбар. Давление в центре Урана $p_0 = 5,83$ Мбар, а в центре Нептуна $p_0 = 7,4$ Мбар, температура в центре Урана 11 тыс. град, а в центре Нептуна 12 тыс. град (граничная температура $T_1 = 100 \text{ K}$).

Обе планеты имеют близкий химический состав: H_2O — (0,39—0,4); CH_4 — (0,22—0,23); NH_3 — 0,08; ТК — (0,24—0,25); $(H_2 + He)$ — (0,03—0,06) по массе. Эти модели имеют значение момента J_2 для Урана 0,01, а для Нептуна 0,004, что близко к наблюдаемым значениям, приведенным в табл. 27. Данных об Уране и Нептуне еще

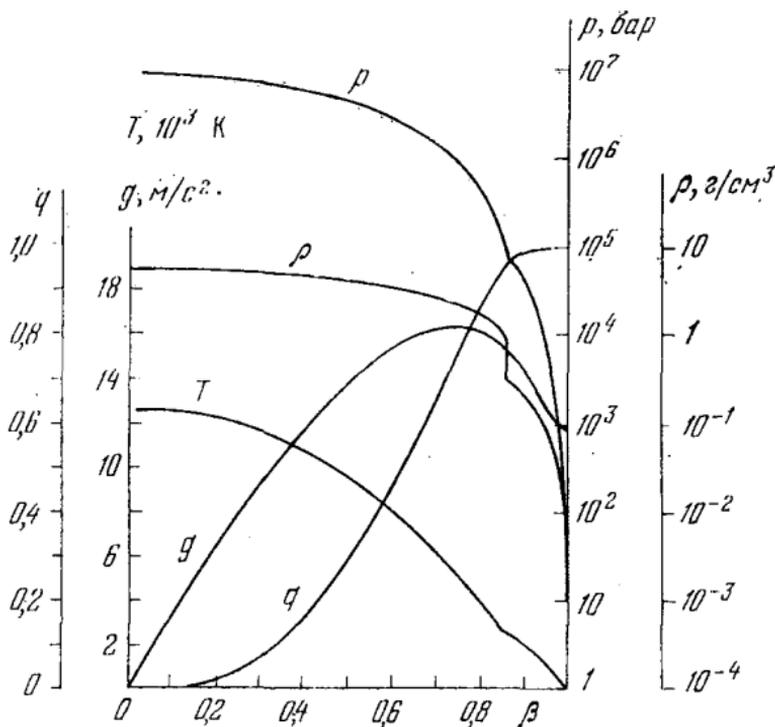


Рис. 95. Модель Нептуна. См. подпись к рис. 92.

слишком мало, поэтому модели обеих планет следует рассматривать как предварительные. В частности, из физических соображений ясно, что ядра планет должны быть дифференцированы по плотности. В настоящее время построены трехслойные модели планет, удовлетворяющие данным наблюдений. Оказалось, что средний химический состав планет, приведенный выше, при этом сохранился. Тот же вывод относится и к распределению температур в обеих планетах.

10.9. Планета Плутон — бывший спутник Нептуна?

Плутон — наиболее отдаленная планета в Солнечной системе. Ее среднее расстояние от Солнца составляет 39,5 а. е. Эксцентриситет орбиты велик, а ее наклон к плоскости эклиптики $\sim 18^\circ$. Данные о Плутопе очень ненадежны.

До 1978 г. масса Плутона оценивалась в $\sim 0,1$ массы Земли, а радиус — в $0,5$ земного, так что средняя плотность получается равной $\sim 4,9$ г/см³. В 1978 г. американский астроном Дж. Кристи (Гарвардская обсерватория, США) открыл спутник планеты Плутон. Это сенсационное открытие привело к очередному радикальному пересмотру данных о Плуtone. Выбирая расстояние между Плутоном и его спутником равным $\sim 20\,000$ км, мы впервые получаем возможность надежно оценить суммарную массу планеты m_1 и спутника m_2 , $M = m_1 + m_2$. Для этого воспользуемся законом Кеплера, записанным в виде

$$\frac{m_1 + m_2}{m_{10} + m_{20}} = \frac{M}{M_0} = \frac{a_1^3}{a_0^3} \frac{P_0^2}{P_1^2},$$

где m_{10} и m_{20} — массы компонент некоторой эталонной системы, например Земли, $m_{10} = 5,98 \cdot 10^{27}$ г, и Луны, $m_{20} = (1/81)m_{10}$, а величины $a_1 = 20 \cdot 10^3$ км и $P_1 = 6,4$ суток — расстояние между Плутоном и его спутником и период обращения спутника вокруг Плутона (те же величины для Земли и Луны равны $a_0 = 384 \cdot 10^3$ км и $P_0 = 27,33$ суток). В результате получаем $M \approx M_0/390$. Для оценки радиуса Плутона предположим, что почти вся масса сосредоточена в планете ($m_1 \gg m_2$), а для средней плотности примем значение, совпадающее со средней плотностью Каллисто — внешнего галилеева спутника Юпитера. Этот спутник в основном состоит из льда, и его средняя плотность $\bar{\rho} \approx 1,7$ г/см³. В результате получаем оценку радиуса Плутона ~ 1300 км, который оказался в 2,5 раз меньше, чем это принималось до 1978 г. Диаметр спутника Плутона оценивается как величина, примерно в два раза меньшая диаметра планеты, и соответственно масса спутника на порядок меньше массы планеты.

Одной из интереснейших проблем, связанных с Плутоном, является гипотеза, выдвинутая английским теоретиком Литтлтоном, согласно которой планета является бывшим спутником Нептуна. Предполагалось, что Плутон покинул окрестности Нептуна после сближения («столкновения») с Тритоном. В результате этого столкновения Плутон был выброшен на свою сильно эксцентрическую и наклонную орбиту, а орбита Тритона также претерпела существенное изменение — из экваториальной она стала сильно наклоненной, и движение по ней Тритона стало обратным. Гипотеза Литтлтона предполагает, что физические свойства Плутона и Тритона должны быть близки,

так как они образовались рядом у одной и той же планеты. Это обстоятельство можно проверить только с помощью космических исследований, когда будут получены более детальные данные об этих телах. Пока что все это остается интереснейшей гипотезой.

Открытие спутника у Плутона делает указанную гипотезу, вообще говоря, менее правдоподобной, и вопрос о происхождении странной двойной системы — Плутона и его спутника — на периферии Солнечной системы пока остается без ответа.

Глава II

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЛУНЫ

«В наших руках находятся лишь поверхностные породы Луны. Можно ли, исследуя лишь поверхностные породы Луны (как и других планет), составить представление о химическом строении вещества внутри Луны?»

А. П. Виноградов,

«Дифференциация вещества Луны и планет на оболочки» в книге «Космохимия Луны и планет».

Выше отмечалось, что для Луны хорошим приближением является однородная модель. Соответственно распределение давления в недрах Луны дается формулой (53). В настоящее время проведены первые зондирования Луны геофизическими методами. Суммируем кратко результаты этих работ.

11.1. Сейсмические данные *)

Первые сейсмические эксперименты на Луне проведены в 1969 г. после посадки космического аппарата «Аполлон-11» (А-11). Затем сейсмические станции устанавливались экспедициями А-12, А-14, А-15, А-16 и А-17. Источниками питания сейсмической станции А-11 были солнечные батареи; станция работала в течение непродолжительного срока. Приборы последующих экспедиций (А-12, 14, 15, 16) образовали сеть из четырех станций (рис. 96), каждая из которых состояла из трехкомпонентного длиннопериодного и вертикального короткопериодного сейсмометров. В качестве источников питания использовались изотопные энергетические установки. В связи с низким сейсмическим фоном на Луне все длин-

*) Изложение основано на обзоре Токсоца (1979 г.). В частности, рис. 96—100 взяты из этого обзора.

ноперiodные сейсмометры имели чувствительность в 1000 раз большую, чем аналогичные приборы, используемые в стандартной мировой сейсмической сети. В месте посадки А-17 был установлен лунный гравиметр, который временами мог работать как короткопериодный сейсмометр. Лунные станции работали до 1 октября 1977 г. В настоящее время они выключены. Лунные сейсмические станции непрерывно регистрировали естественные события: лунотрясения и падения метеоритов. Это пассивный сейсмический эксперимент.

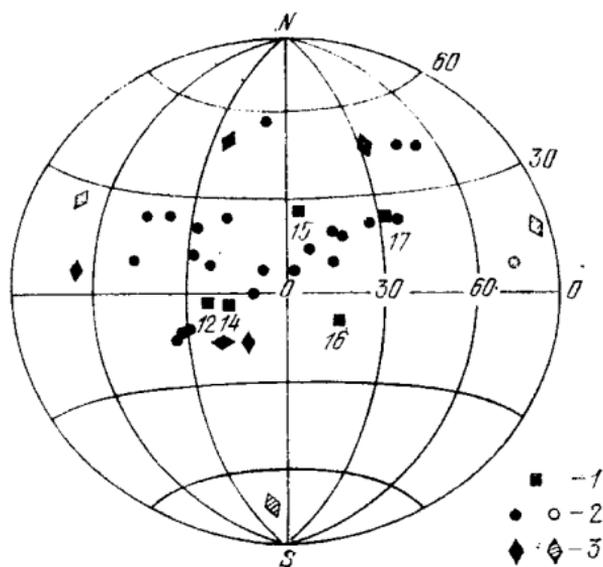


Рис. 96. Распределение эпицентров лунотрясений и положение сети сейсмических станций А-12, 14, 15, 16 и 17. Черные значки обозначают события на ближней стороне Луны, а заштрихованные — на ее обратной стороне. Неясно, обусловлена ли редкость событий на обратной стороне Луны затуханием волн в недрах Луны и геометрией расположения сети станций или же реальная частота событий в удаленном полушарии меньше. 1 — сейсмометры, 2 — глубокофокусные события, 3 — мелкофокусные события.

На Луне были выполнены также активные сейсмические эксперименты двух типов. В активных экспериментах первого типа сейсмические волны возбуждались падением отработанных частей космических аппаратов «Аполлон». По команде с Земли третья ступень ракеты направлялась в заданную точку Луны. Ее масса составляла 14 т, скорость удара о лунную поверхность 2,5 км/с, кинетическая энергия $5 \cdot 10^{17}$ эрг, сейсмическая энергия $5 \cdot 10^{12}$ эрг. Такой же сейсмический эффект получается при взрыве заряда массой в 10 т (говорят, что тротиловый эквивалент удара равен 10 т). Лунный модуль, в котором космонавты стартовали с Луны, после стыковки и перехо-

да космонавтов в командный отсек также сбрасывался на Луну. Его масса 2,4 т, скорость падения 1,7 км/с, кинетическая энергия удара $3 \cdot 10^{16}$ эрг, выделяемая сейсмическая энергия $(1,5-3) \cdot 10^{10}$ эрг, тротиловый эквивалент 800 кг. Такой эксперимент можно рассматривать как космическую разновидность метода глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ). На Земле метод ГСЗ широко используется для изучения детального строения земной коры с помощью взрывов мощных зарядов взрывчатых веществ. Активные эксперименты второго типа похожи на земную сейсморазведку. В этом случае космонавты устанавливали на сейсмическом профиле длиной в сотню метров несколько геофонов, которые регистрировали около десятка искусственных взрывов зарядов от 100 г до 2,7 кг с расстояний 100 м — 2,7 км. Активные эксперименты позволили выявить детальную структуру наружных слоев в местах посадки А-14 — А-17.

Сейсмичность Луны изучалась на протяжении восьми лет. Наряду с падением метеоритов на Луне систематически регистрировались сейсмические толчки трех типов: тепловые (высокочастотные телесеизмические импульсы) ВЧТ) и сигналы от слабых глубоководных лунотрясений. Эти события различаются по типу сейсмограммы и положению очагов. Очаги тепловых лунотрясений находятся на расстоянии всего нескольких километров от сейсмической станции. Время их возникновения коррелирует с лунными сутками, а сами они обусловлены раскрескиванием наружной кромки Луны под влиянием температурных напряжений, возникающих из-за смены дня и ночи. Очаги ВЧТ-импульсов расположены в лунной литосфере на глубине менее 100 км. Снятое напряжение при этих толчках составляет ~ 100 бар, т. е. довольно велико. Такие напряжения характерны для внутриплитовых землетрясений (см. конец § 1.4). Эти данные являются прямыми указаниями на наличие больших касательных напряжений в лунной литосфере. Не исключено, что очаги этих лунотрясений тяготеют к границам круговых морей — границам масконов, где разумно ожидать больших градиентов касательных напряжений в лунной литосфере. Время возникновения ВЧТ-лунотрясений не коррелирует с характерными лунными периодами, и они повторяются в одном и том же месте. Их максимальная магнитуда, оцененная по объемным S-волнам, составляет 4,5. В среднем в год наблюдается пять ВЧТ-событий полным выделением сейсмической энергии $\sim 10^{16}$ эрг/год.

Отсутствие таких событий на обратной стороне Луны, видимо, объясняется невозможностью их регистрации.

Очаги глубокофокусных лунотрясений расположены на глубинах от 700 до 1100 км, т. е. в пограничной зоне между литосферой и астеносферой, где по расчетам должны концентрироваться напряжения из-за неравновесности фигуры Луны. Глубокофокусные лунотрясения исключительно слабы — их магнитуды по объемным волнам не превосходят трех, и они в совокупности выделяют меньше сейсмической энергии, чем ВЧТ-события. Очаги глубокофокусных лунотрясений сгруппированы в несколько поясов, а выделение сейсмической энергии происходит с периодами, равными периодам лунных приливов (13,6, 27,2; 27,5; 206 суток и 6 лет). Таким образом, лунные приливы служат или спусковым механизмом для этих лунотрясений, или же источником их энергии. Полное выделение сейсмической энергии за год для Луны примерно на 9 порядков меньше, чем для Земли. Такая слабая сейсмичность объясняется тем, что тектоническая активность на Луне закончилась несколько миллиардов лет тому назад.

Как упоминалось выше, активные сейсмические эксперименты позволили выявить скоростной разрез наружного покрова Луны в местах посадки А-14, 16 и 17. На врезке к рис. 97 показан скоростной разрез верхних слоев Луны в континентальном районе Тавр — Литтров (у юго-восточной границы Моря Ясности). Этот разрез построен группой американских сейсмологов под руководством Р. Ковача. Лунная поверхность выстлана слабосвязанным раздробленным обломочным материалом, названным лунным *реголитом*. Мощность реголитового покрова колеблется в пределах 4—12 м. Скорости сейсмических волн в реголите равны $v_p \approx 100$ м/с, $v_s \approx 60$ м/с. Мощность второго слоя широ-

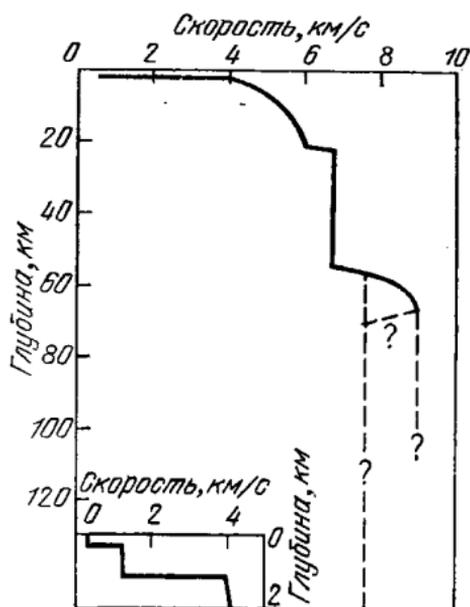


Рис. 97. Результаты исследований скоростной структуры (v_1) коры и верха мантии в юго-восточной части Океана Бурь. Возможно, имеется высокоскоростной слой (9 км/с) непосредственно под корой. На врезке показана скоростная структура наружного слоя в месте посадки А-17.

поверхность выстлана слабосвязанным раздробленным обломочным материалом, названным лунным *реголитом*. Мощность реголитового покрова колеблется в пределах 4—12 м. Скорости сейсмических волн в реголите равны $v_p \approx 100$ м/с, $v_s \approx 60$ м/с. Мощность второго слоя широ-

ко варьирует от десятков до сотни метров, $v_p \approx 250$ — 300 м/с. Вещество этого слоя, вероятно, состоит из выбросов при образовании больших кратеров. В месте посадки А-17 этот слой имеет мощность ~ 30 м и $v_p \sim 300$ м/с. Далее следуют слои со скоростями $v_p \sim 500$ и 960 м/с и мощностями 400 м и 1 км соответственно. Эти слои состоят из трещиноватого базальтового материала с низкоскоростными включениями. Затем v_p скачком возрастает до значений 3 — 4 км/с, что по предположению соответствует переходу к габбро-анортозитовому составу.

Поверхностные слои Луны в широком смысле состоят из базальтов. В лунных базальтах, так же как и в земных, преобладают пироксены, плагиоклазы, оливин и ильменит (FeTiO_3), который придает лунным морским базальтам темную окраску. Химические формулы и физические параметры оливинов, пироксенов и плагиоклазов приведены в табл. 2. Лунные плагиоклазы состоят в основном из твердого раствора альбита $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8(\text{Ab})$ и анортита $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_7(\text{An})$. Содержание анортита в лунных плагиоклазах $\sim \text{An}_{60}$ — An_{100} , в среднем An_{90} . Анортозит — светлая порода, слагающая лунные материки, — состоит в основном из близкого к анортиту плагиоклаза с небольшой примесью оливина и пироксена. Анортозиты, слагающие материки, значительно отличаются от лунных базальтов, покрывающих морские районы. Плотность анортозитов ($\sim 2,9$ г/см³) заметно меньше, чем плотность морских базальтов ($\sim 3,3$ г/см³). Горная порода, образовавшаяся из базальтовой магмы, застывшей в приповерхностных слоях, называется габбро. Она имеет состав, сходный с базальтом, но более грубозерниста. Выше было указано, что поверхностный слой с $v_p \sim 4$ км/с имеет габбро-анортозитовый состав, т. е. состоит из породы, представляющей собой как бы смесь габбро и анортозита. Подробнее о лунных породах будет сказано в следующем параграфе, а сейчас продолжим описание сейсмической модели Луны.

На рис. 97 показан скоростной разрез лунной коры и верхов ее мантии в районе формации Фра-Мауро в Океане Бурь, в местах расположения сейсмических станций А-12 и А-14. Этот разрез получен методом космического ГСЗ группой сейсмологов во главе с Токсоцем. Разрез характеризуется следующими деталями: 1) быстрое нарастание скорости v_p от $0,1$ км/с на поверхности до ~ 6 км/с на глубине ~ 20 км. Наиболее вероятная причина такого изменения v_p — закрытие трещин и разломов под влиянием давления вышележащих слоев и роста тем-

пературы в глубь Луны; 2) на глубине 20 км имеется небольшой, но четко выраженный скачок скорости (граница раздела в лунной коре). Природа этой границы недостаточно ясна и может быть связана как с переходом от трещиноватых пород к сплошным и скальным породам, так и с некоторым изменением химического состава; 3) примерно постоянное значение $v_p \sim 7$ км/с в интервале глубин от 20 до 60 км; 4) скачкообразное возрастание скорости у основания лунной коры (глубины 55—60 км); 5) в подкоровой области (лунной мантии) получены разные значения скоростей, например 7,7 и 9 км/с.

Средняя скорость P -волн в верхней мантии Луны (до глубин ~ 400 —500 км, иногда границу помещают на глубине 480 км) менее 8 км/с. Это указывает на то, что значение 9 км/с может быть локальной особенностью района Фра-Мауро и мощность этого аномального слоя не может быть большой. Исследования показали, что раздел в коре на глубине 20 км существует и в районах других сейсмических станций, в частности в материковой зоне — месте посадки А-16.

Полная толщина коры там равна 75 км, что видимо, объясняется заметной изостатической компенсацией материкового поднятия.

На рис. 98 показан скоростной разрез Луны, построенный группой сейсмологов из Массачусетского технологического института во главе с Токсоцем. При его построении использовались также данные, полученные специалистами из Техасского университета, работавшими под руководством Г. Латема. Данные приведены для глубин,

меньших 1100 км, так как для больших глубин они ненадежны. Рис. 98 интерпретируется следующим образом. Мощность коры принята равной 60 км для всей Луны чисто условно по единственному сравнительно детальным

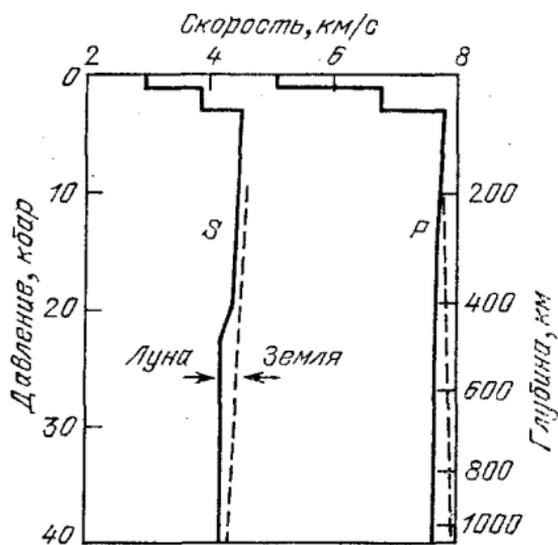


Рис. 98. Распределение скоростей P - и S -волн в мантии Луны, полученное на основе обработки всей совокупности данных. Прерывистыми линиями показаны усредненные профили скоростей в Земле при тех же значениях давлений. В Земле 1 кбар соответствует примерно 3 км глубины.

данным для района Фра-Мауро. Можно утверждать, что мощная кора является глобальной особенностью Луны. На это, в частности, указывает большая величина теплового потока из недр Луны при относительно умеренных температурах ее наружных слоев. Следовательно, радиоактивные источники должны быть вынесены к поверхности, что требует глобальной дифференциации лунных недр. Установлено, что центр масс Луны примерно на 2 км ближе к Земле, чем центр геометрической фигуры нашего естественного спутника. Столь большое смещение центра масс можно объяснить значительно большей мощностью лунной коры на невидимой стороне Луны. Мощность коры там достигает 100 км и, возможно, даже превосходит это значение. Видимо, на континентах лунная кора может иметь однослойное строение: анортозитовое вверху и ближе к габбро внизу. Итак, исследователи полагают, что лунная кора может заметно меняться в горизонтальном направлении, иными словами, кора горизонтально-неоднородная.

Под корой расположена верхняя мантия Луны толщиной примерно 400 км. Сравнение скоростей в верхней и средней мантии Луны со скоростями в оливинах и пироксенах с различными отношениями $Mg/(Mg + Fe)$ показано на рис. 99. Главной особенностью распределения скоростей в верхней мантии Луны является их слабое убывание с глубиной. Скорости S -волн определены более уверенно, и для них $\partial v_s / \partial R \sim 6 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Наличие обширной зоны пониженных скоростей в мантии Луны было предсказано еще до проведения прямых сейсмических экспериментов (В. Н. Жарков, В. Ш. Берикашвили, 1965 г.). Как известно, с ростом давления скорости сейсмических волн возрастают, а рост температуры приводит к обратному эффекту. Темп нарастания давления в планете пропорционален ускорению силы тяжести, которое в Луне в шесть раз меньше, чем в Земле. Поэтому температурные эффекты в недрах Луны преобладают над эффектами давления. Вопрос о минералогическом составе верхней мантии сложен. Вероятный состав — пироксен-оливиновый. Тогда по приведенной выше оценке $\partial v_s / \partial R$ получается $\partial v_s / \partial T \sim -3,2 \cdot 10^{-4} \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{К})$, что дает для среднего градиента температуры

$$\frac{\partial T}{\partial R} \sim \frac{\frac{\partial v_s}{\partial R}}{\frac{\partial v_s}{\partial T}} \sim \frac{6 \cdot 10^{-4}}{-3,2 \cdot 10^{-4}} \sim -2 \text{ град/км.}$$

Эта оценка согласуется с температурными распределениями в верхней мантии Луны (см. рис. 105 на с. 393). Недра верхней мантии Луны заметно дифференцированы. Поэтому уменьшение скоростей может быть обусловлено как температурным эффектом, так и изменением состава — химического и минералогического. Оценку градиента

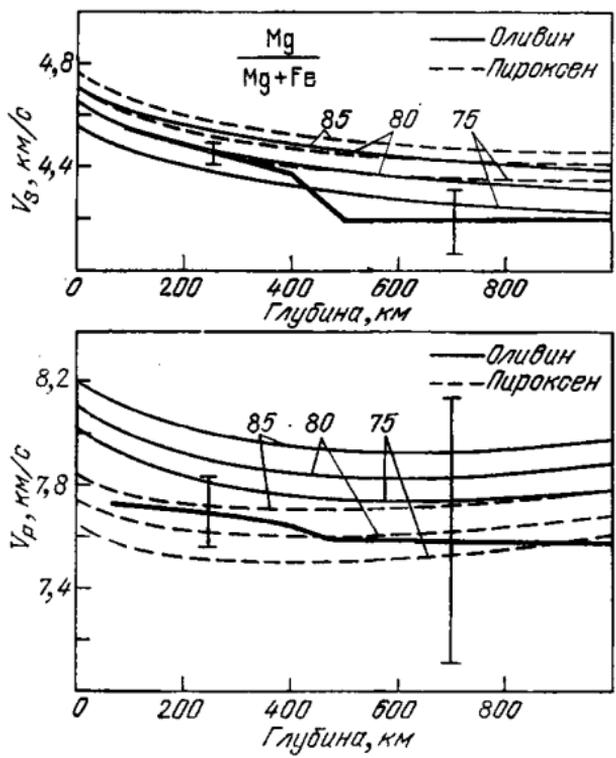


Рис. 99. Профили скоростей P - и S -волн в недрах Луны (жирные линии) и экстраполированных к тем же условиям скоростей для оливинов и пироксенов с различным содержанием железа. Вертикальные отрезки указывают точность определения скоростей. Видно, что скорости S -волн в оливинах и пироксенах близки друг к другу и что скорости S -волн в недрах Луны определены намного надежнее, чем скорости P -волн.

температуры, полученную выше, можно рассматривать как указание на слабую зависимость $v_p(l)$ и $v_s(l)$ от химического и минералогического состава верхней мантии. Для разрешения этого вопроса необходимы дополнительные исследования. На рис. 99 по S -волнам хорошо выделяется переходная зона от верхней мантии к средней на глубинах $\sim 400-480$ км. В средней мантии на глубинах $500-1000$ км скорости остаются примерно постоянными. Усредненное скоростное распределение в мантии дается следующими значениями:

верхняя мантия

$$v_p = 7,7 \pm 0,15 \text{ км/с}, \quad v_s = 4,45 \pm 0,05 \text{ км/с},$$

средняя мантия

$$v_P = 7,6 \pm 0,6 \text{ км/с}, \quad v_S = 4,2 \pm 0,1 \text{ км/с}.$$

Мы видим, что данные для S-волн уверенно обнаруживают падение скоростей при переходе из верхней мантии в среднюю. Вероятнее всего, это обусловлено изменением химического состава. Имеются основания ожидать, что лунная кора представляет собой базальтовую выплавку из примитивной верхней (а может быть, еще и средней?) мантии Луны. Силикаты коры обеднены железом (см. табл. 30 на с. 379) по сравнению с примитивным недифференцированным составом Луны. Далее, как видно из рис. 99, замещение в силикатах ионов магния ионами железа вызывает уменьшение скоростей v_P и v_S . Следовательно, естественное объяснение пониженных значений скоростей в средней мантии Луны за счет роста концентрации железа указывает на дифференциацию пироксен-оливиновой компоненты лунных недр (по содержанию железа) не только в верхней, но и в средней мантии Луны.

С помощью рис. 99 легко оценить масштаб этого эффекта. По уменьшению скорости v_P получаем уменьшение молекулярного отношения $Mg/(Mg + Fe)$ на $\sim 3\%$, а по уменьшению скорости v_S — на $\sim 10\%$. Состав форстерита $Mg_2SiO_4 = 2MgO \cdot SiO_2$ соответствует 57 вес. % MgO и 43 вес. % SiO_2 (для фаялита $Fe_2SiO_4 = 2FeO \cdot SiO_2$ эти цифры соответственно равны 76 и 24 вес. %). Если считать, что в среднем молекулярное отношение $Mg/(Mg + Fe)$ при переходе из верхней в среднюю мантию уменьшается примерно на 6%, то этому соответствует уменьшение содержания MgO на $\sim 3,5$ вес. % или увеличение содержания FeO на $\sim 4,5$ вес. %.

Кора, верхняя мантия и средняя мантия Луны образуют жесткую литосферу Луны, которая выдерживает заметные напряжения из-за неравновесности Луны. Добротность Q_s лунной литосферы очень велика. В результате сейсмических исследований получены оценки механической добротности для верхней ($Q_s \sim 5000$) и средней ($Q_s \sim 1500$) мантии. Столь большие значения Q_s объясняются тем, что лунные недра практически не содержат летучих веществ (H_2O , CO_2 и др.), которые были потеряны, видимо, еще до образования Луны. Следовательно, вещество лунной литосферы «не загрязнено», и, кроме того, температуры внешних слоев Луны заметно ниже температуры плавления. Резкое изменение Q_s от 5000 до

1500 при переходе из верхней мантии в среднюю можно также рассматривать как еще одно указание на то, что на глубинах 400—500 км происходит изменение химического состава.

Нижняя мантия Луны расположена глубже ~1100 км. Об этой зоне имеется заметно меньше информации. Она практически не пропускает поперечные волны из очагов, которые расположены на обратной стороне Луны. Соответственно Q_s для этой зоны оценивается величинами порядка нескольких сотен. Отсутствие очагов лунотрясений и сильное поглощение дают основание назвать эту зону лунной астеносферой. Видимо, в лунной астеносфере температуры приближаются к температурам плавления (~1500—1600 °С) или же вещество находится в состоянии

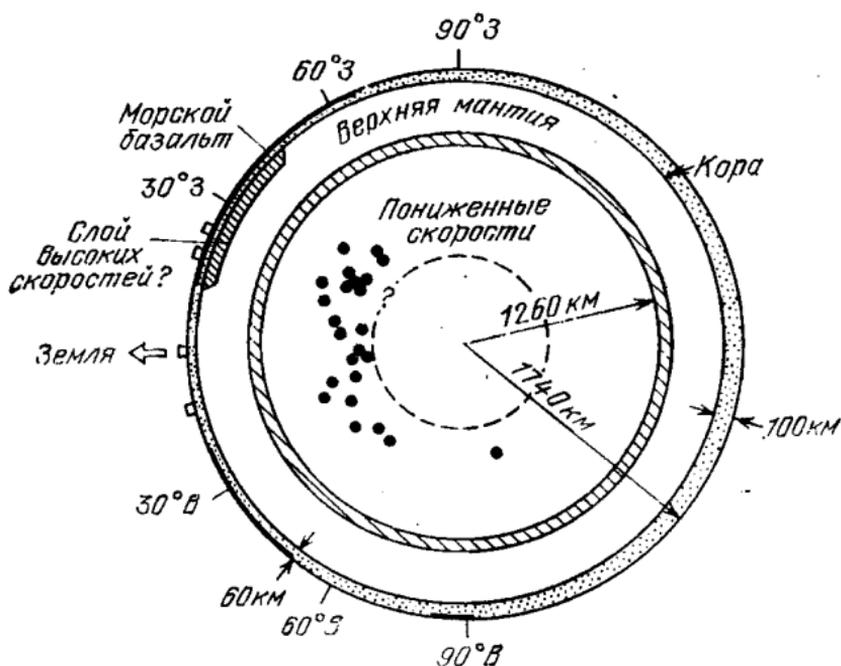


Рис. 100. Схематическое изображение экваториального сечения лунных недр. Кора затенена точками. Переходная зона из верхней в среднюю мантию заштрихована. Зона повышенного затухания находится внутри окружности, изображенной прерывистой линией. Показаны только очаги глубокофокусных лунотрясений (черные кружки), квадратиками обозначены места установки сейсмометров.

частичного плавления. Техасская группа сейсмологов выделяет в центре Луны маленькое ядро (радиусом в 170—360 км), в то время как массачусетские сейсмологи считают, что для такого заключения не имеется достаточных оснований. Если такое ядро, предположительно из раствора Fe—FeS, реально существует, оно может находиться в расплавленном или полурасплавленном состоя-

ши в силу низких температур плавления системы $e-FeS$. Особенности внутреннего строения Луны изображены на рис. 100, на котором показано экваториальное зчение нашего естественного спутника.

11.2. Лунные породы. Механизм образования коры и верхней мантии

Интерес к исследованию лунных пород определяется многими причинами. Здесь и желание получить информацию о первичном веществе Солнечной системы — пылевой составляющей газопылевого облака, из которого образовались планеты, спутники и кометы, и желание наложить ограничение на сценарии образования Луны, Земли и планет. Очень интересна проблема взаимоотношений вещества Луны и метеоритов и Земли. Наконец, проблема формирования ранней коры на планетном теле — фундаментальный вопрос современной науки, в которой исследования лунных образцов играют определяющую роль. Это обусловлено тем, что Луна на протяжении последних $3 \cdot 10^9$ лет была тектонически пассивным телом и сохранила свою первозданную кору в отличие от тектонически активной Земли, не сохранившей первичной коры. Относясь к этой теме вопросы исключительно сложны, им посвящена огромная литература *).

Важная роль в исследовании горных пород принадлежит геохимическим методам. Геохимия изучает распределение химических элементов в горных породах и историю перераспределения элементов. На основе геохимических данных получают сведения о генезисе горных пород.

По химическим свойствам все элементы можно разделить на следующие группы:

литофильные элементы (греч. lithos — камень) встречаются в окислах и силикатах (Rb, K, Ba, Na, Sr, Ca, Mg, Li, Sc, Th, U, Zr, Mn, Be, Al, Ti, Cr и др., редкие земли (английское сокращение REE — Rare Earth's Elements));

*) См. книгу: Космохимия Луны и планет.— М.: Наука, 1975. Эта проблема обсуждается на ежегодных Лунных конференциях Хьюстоне (США), труды которых представляют собой многотомные издания, содержащие много тысяч страниц текста. Ясное и достаточно подробное описание лунных пород дано в монографии «Черки сравнительной планетологии» (М.: Наука, 1981), написанной большим коллективом авторов во главе с К. П. Флоренским и редакцией В. Л. Барсукова.

халькофильные элементы (греч. khalkos — медь) имеют тенденцию концентрироваться в сульфидах (Cu, Zn, Pb, Sn и Ag);

сидерофильные элементы (греч. sideros — железо) концентрируются в железной фазе (Fe, Ni, As, Pt, Ir, Au, Re, Co, Ge, Pd, Os, Rh).

Элементы также делят на *летучие* — Na, K, Pb, Bi, Ge, Tl, In, Hg, Zn, Cd, Cl, Br — с низкими температурами плавления и испарения и *нелетучие*, тугоплавкие — Ti, Al, Ca, U, Th, Zr, Ba, REE.

Выделяют также *несовместные* элементы — обычно это элементы с большими ионными радиусами (K, Rb, Cs, Sr, Ba, U, Th, REE, P), которые остаются в расплаве при кристаллизации оливинов, шроксенов и ильменита ($FeTiO_3$). Лунные породы, обогащенные этими элементами, называются KREEP-породами, например KREEP-базальт (по элементам K, REE, P; по-русски произносится КРИП). Оказалось, что лунные породы обеднены летучими и обогащены нелетучими элементами по сравнению с силикатами Земли и по сравнению с первичными обилиями элементов в наименее измененных метеоритах C1 (C1 — углистые хондриты первого типа). Эта особенность лунных пород возникла еще на стадии аккумуляции планеты или на еще более ранних стадиях. То, что обеднение летучими элементами не происходило после образования Луны, следует из устойчивости отношений элементов с разной летучестью (например, K/Ba, K/Zr, K/U, Cs/U и др.) для материковых и морских пород, возрасты которых различаются на сотни миллионов лет. Лунные породы очень сильно обеднены сидерофильными элементами, практически лишены следов воды и легколетучих соединений углерода и серы. Эти существенные химические отличия лунных пород от коровых и мантийных пород Земли являются весомым аргументом против гипотезы об отделении Луны от Земли, которую часто связывают с ротационной неустойчивостью молодой Земли при катастрофическом разделении планеты на силикатную мантию и железное ядро.

С другой стороны, близкий изотопный состав кислорода в лунных и земных породах рассматривается как указание на то, что формирование Земли и Луны происходило в одной зоне протопланетного облака. Весомость этого факта определяется тем, что кислород является наиболее распространенным элементом как в земных, так и в лунных породах. В самом широком смысле Луна

ивплась как бы побочным продуктом при образовании Земли, а материал черпался из зоны питания растущей протоземли. Этот факт говорит против гипотезы захвата Луны, когда трудности с объяснением различий химического состава обоих тел снимались по существу формальным утверждением, что Луна пришла из зоны с другим, чем в земной зоне, обилием элементов.

Подвергнутые ударной переработке и метаморфическим процессам поверхностные лунные породы представляют сложную проблему при попытке воссоздать историю их происхождения. Примитивными лунными породами называются такие, химический состав которых не изменен материалом выбросов при ударном образовании лунных кратеров и веществом тел, выпавших на Луну в последующие эпохи (т. е. веществом метеоритного типа). Отсутствие в образцах Ni, Co и благородных металлов (т. е. птерофильных элементов) является важным указанием на то, что порода не получила эти элементы при кристаллизации из расплава или при образовании из магмы, возникшей в результате частичного плавления, и не была загрязнена поздним («метеоритным») материалом, т. е. порода является примитивной.

Лунные породы разделяются на материковые и морские. Морские базальты покрывают примерно 17% поверхности Луны, и их максимальная толщина порядка 1 км. Таким образом, лунная кора в основном сложена материалом пород материкового типа. Оба типа пород различаются по химическому составу. Морские базальты содержат больше железа (~20 вес.% FeO), в то время как анортозиты материков почти не содержат железа, габбро-анортозиты материков содержат ~4—5 вес.% FeO. Наконец, в неморских базальтах содержание FeO ~ 9—10 вес.%. Средний состав материковых пород представлен табл. 30. В § 11.1 отмечалось, что кора в основном состоит из габбро-анортозитов, в которых отношение плагиолаз/пироксеп, возможно, уменьшается с ростом глубины. Материковые породы содержат заметно больше Al_2O_3 (> 15 вес.%) и меньше TiO_2 , чем морские базальты (если ключить очень низкотитанистые морские базальты).

Время образования пород лунных материков определено с помощью урано-свинцовых методов. Оказалось, что возрасты группируются вблизи двух значений: $4,460 \cdot 10^9$ г (интерпретируется как время образования лунной коры) и $3,860 \cdot 10^9$ лет (согласуется с возрастом Моря Жидей и интерпретируется как возраст выбросов при

ударном образовании круговых морей). Для времени конденсации протопланетного облака принимают значение $4,570 \cdot 10^9$ лет. Отсюда вытекает, что аккреция Луны с последующим плавлением всей (или заметной части) Луны и ее кристаллизацией была завершена довольно

Т а б л и ц а 30

Состав лунных материков, всей Луны и мантии Земли (С. Р. Тейлор, 1979 г.)

Элемент	Лунные материк	Вся Луна	Мантия Земли 1)	Мантия Земли 2)
SiO ₂ , %	45	42	46,1	45
TiO ₂ , %	0,56	0,4	0,2	0,16
Al ₂ O ₃ , %	24,6	8,0	4,3	3,3
FeO, %	6,5	12	8,2	8,0
MgO, %	8,5	31	37,6	40
CaO, %	14,2	6,0	3,1	2,6
Na ₂ O, %	0,45	0,1	0,4	0,2
K, г/т ³⁾	600	80—100	250	150
U, г/10 ³ т	240	30—40	—	15
Th, г/10 ³ т	900	120—150	—	60
K/U, г/10 ³ т	2,500	2,500	—	10,000

1) по А. Е. Рингвуду.

2) по С. Р. Тейлору (NiO = 0,26, Cr₂O₃ = 0,41).

3) г/т — количество граммов элемента в тонне породы.

быстро. Возраст образцов морских базальтов находится в интервале от $3,900 \cdot 10^9$ до $3,160 \cdot 10^9$ лет, а по фотогеологическим данным в западной части Океана Бурь получено минимальное значение возраста $2,600 \cdot 10^9$ лет. Морские базальты образовались при процессах частичного плавления в верхней мантии Луны, которая предварительно потеряла габбро-анортозитовый материал коры. Датирование морских базальтов (Rb-Sr и Sm-Nd методами) позволило установить возраст кристаллизации и зонисточников. Оказалось, что кристаллизация верхнемантийных пород произошла $4,400 \cdot 10^9$ лет назад или ранее, т. е. за сотни миллионов лет до извержений.

Поскольку все наблюдаемые лунные породы состоят в основном из нескольких минералов с различными химическими свойствами, проблему фракционной кристаллизации лунных материалов можно рассмотреть по упрощен-

порций вещества, с процессами ударного метаморфизма и плавления и переплавления кристаллизующегося вещества коры.

Короткий интервал времени, протекший от момента конденсации протопланетного облака ($\sim 4,570 \cdot 10^9$ лет назад) до становления мощной лунной коры ($\sim 4,460 \cdot 10^9$ лет назад), видимо, указывает на то, что Луна формировалась из больших астероидных камней с разогретыми недрами. Чтобы эти камни, формирующие Луну, не успели остыть за миллионы лет, они должны были обладать очень низкой теплопроводностью, а это означает, что камни были рыхлыми структурами. Образовавшись из пылевой компоненты протопланетного облака, они из-за малых размеров (от километров до сотен километров) под действием самогравитации не смогли сжаться до состояния достаточно компактных образований. А при столкновении пористых тел кинетическая энергия удара более эффективно преобразуется в тепловую энергию удара — неупругость соударения возрастает. Наконец, остается вопрос о том, каким образом ранние рыхлые астероидные тела успели разогреться за первые $\sim 10^5 - 10^6$ лет своего существования. В настоящее время обсуждается идея о разогревании ранних планетезималей короткоживущими радиоактивными элементами — например, распадом радиоактивного Al^{26} , следы которого в виде изотопов Mg^{26} находят в метеоритном веществе (время полураспада Al^{26} равно $\sim 0,7 \cdot 10^6$ лет).

Вернемся к анализу схемы фракционной кристаллизации Луны (рис. 101). Кристаллизация происходила в виде ряда последовательных и частично перекрывающихся процессов выделения из «Океана магмы» оливинов, низко-Са и высоко-Са пироксенов, плагиоклазов, ильменита и различных малых фаз, обогащенных элементами, несовместными с основными фазами. Одновременно $\sim 2\%$ (Fe, FeS)-компонента отделяется в виде несмешивающейся с силикатами жидкости, которая опускается к центру из-за своей большой плотности (~ 6 г/см³). Из-за того, что оливины предпочитают атомы Mg атомам Fe, отношение Fe/Mg в остаточном расплаве непрерывно возрастает, что приводит к обогащению атомами Fe последующих оливинов. Так как обогащенные Mg силикаты легче, чем железистые силикаты, то образуются гравитационно неустойчивые колонны кристаллов под остаточной магмой. Снятие этой гравитационной неустойчивости приводит к перемещению тяжелого вещества к центру, а лег-

кого к поверхности Луны. После устранения большей части атомов Mg, Si и Fe из «Океана магмы» оливины заканчивают свою кристаллизацию (точки D на рис. 101), а пироксены продолжают кристаллизоваться. Анортитовый полевой шпат начинает кристаллизоваться в точке C', когда концентрация Ca, Al и Si достигает достаточно высокого уровня, и постепенно происходит обогащение его Na и K по мере повышения концентрации этих элементов в остаточной жидкости. Эти полевые шпаты должны плавать в сухой обогащенной Na и K жидкости, но некоторая доля полевых шпатов захватывается тяжелыми оливинами и пироксенами.

Таким образом, кора материков должна плавать в безводном родительском расплаве. Это контрастирует с ситуацией для Земли, где присутствие небольшой примеси воды приводило бы к тому, что полевые шпаты тонули бы. Это наряду с другими факторами (на прото-Земле, видимо, отсутствовал «Океан магмы»!) исключает случай ранней анортозитовой коры для Земли.

Из-за того, что Ti плохо входит в кристаллы оливина и плагиоклаза и только слабо в кристаллы пироксенов, тяжелый ильменит будет кристаллизоваться в конце вместе с малыми фазами, содержащими P, Zr, U и т. д.

В зависимости от пропорции сегрегированных минералов на Луне могут встречаться следующие упрощенные типы горных пород: дунит (в основном оливин), троктолит (оливин и плагиоклаз), норит (низкокальцевый пироксен и плагиоклаз) и апортозит (в основном плагиоклаз). Из важных малых минералов отметим шпинель [(Mg, Fe) · (Al, Cr)₂O₄], которая встречается в некоторых редких троктолитах. Хаотический в среднем однородный материал, покрывающий в настоящее время лунные материк — лунный мегареолит, состоящий из смеси пород, подвергшихся ударному метаморфизму, получил краткое обозначение ANGST (АНГСТ). Этот материал содержит апортозит (A), норит (N), габбро (G) и шпинель-троктолитовую (ST) составляющие. В настоящее время считается, что плагиоклаз и низко-Ca пироксен являются основными минералами лунной коры, а высоко-Ca пироксены и оливин играют меньшую роль. Как уже указывалось, отношение плагиоклаз/пироксен может убывать с глубиной. Сравнение среднего состава коры материков с составом всей Луны и мантии Земли дано в табл. 30. На материках встречаются также редкие породы — железистые неморские базальты, которые по предположению образовались

в результате процессов частичного плавления в недрах лунной коры.

В настоящее время выделено много типов морских базальтов — около двадцати — от высокотитанистых до очень низкотитанистых. Морские базальты возникли в результате частичного плавления в верхней мантии Луны на глубинах ~100—400 км. Эти исследования позволили предложить схему минералогической зональности верхней мантии Луны. В левой части рис. 102 указаны некоторые зоны и источники морских базальтов.

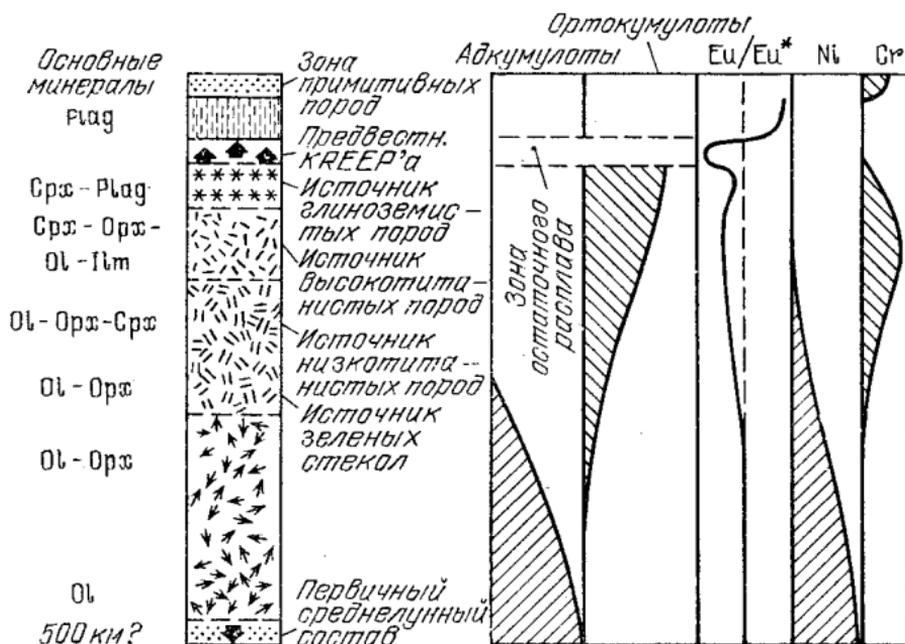


Рис. 102. Схематизированная диаграмма, иллюстрирующая образование минералогической зональности областей-источников для лунных морских базальтов во время фракционной кристаллизации «Океана магмы» глубиной ~ 500 км. Адкумулятивный рост (когда захватывается малое количество поровой жидкости) преобладает на глубине, в то время как ортокумулятивный рост (с захватом поровой жидкости) происходит в верхних слоях. Европиевая аномалия (Eu/Eu^*) растет до максимального отрицательного значения в зоне предвестника KREEP'a и положительна в плавающей плагиоклазовой коре. Никель концентрируется в обогащенных оливином глубинных зонах. Хром, вероятно, в основном двухвалентный, концентрируется в остаточных зонах морских базальтов (автор С. Р. Тейлор, 1978), Plag — плагиоклаз, Srх — клинопироксен, Орх — ортопироксен, Ol — оливин, Ilm — ильменит.

Зеленые стекла представляют собой пирокластический материал, который был выброшен при вулканических извержениях. Они являются наиболее глубинными и примитивными изверженными породами. Наконец, тонкая зона, обозначенная «Предвестник KREEP'a», представляет собой последнюю остаточную жидкость при кристаллизации «Океана магмы». Эта зона узка, ее мощность

может быть меньше 2 км, а обогащение несовместными элементами превосходит в сотни раз обилия этих элементов в углистых хондритах типа С1. Считается, что различные лунные KREEP-породы возникли путем разбавления родительского KREEP-вещества материалом коры и мантии в процессе выхода лавы к поверхности или при процессах ударного метаморфизма и образовании лунных брекчий.

11.3. Фигура и гравитационное поле

Геометрическая фигура Луны близка к сфере с $R = 1738$ км, чему отвечает средняя плотность Луны $\rho = 3,344 \pm 0,004$ г/см³. Из-за того, что лунные моря являются в среднем понижениями относительно континентов и расположены они в основном на видимом полушарии, профиль высот ближайшего к нам полушария в общем отрицателен по отношению к средней сфере, а профиль высот обратной стороны Луны соответственно положителен. Мы уже отмечали, что центр масс Луны смещен относительно геометрического центра к Земле примерно на 2 км. Гравитационное поле Луны в настоящее время детально исследовано по наблюдениям искусственных спутников Луны. В формуле для гравитационного потенциала (30) определены коэффициенты с $n \leq 16$. Это позволяет рассмотреть вопрос об отклонении фигуры Луны от гидростатически-равновесной.

Разложение лунной топографии по сферическим функциям до $n = 12$ дало для среднего радиуса значение $R = 1737,53 \pm 0,03$ км. Совместный анализ топографии и гравитационного поля показал, что лунные гравитационные аномалии имеют в основном близповерхностные источники. С этим связано медленное убывание коэффициентов в разложении гравитационного потенциала с ростом n .

Далее, анализ показывает, что изостатическая компенсация лунной топографии для структур всех масштабов является неполной.

Если бы Луна была достаточно разогретой и пластичной, так чтобы ее фигура могла принять равновесную форму, то современной угловой скорости ее вращения соответствовало бы значение экваториального радиуса $a = R + \Delta a$, $\Delta a = 2,5$ м, а полярный радиус b был бы несколько меньше среднего $b = R + \Delta b$, $\Delta b = -10$ м. В поле Земли равновесная фигура Луны будет трехосной. совме-

стим начало координат с центром тяжести Луны, ось x расположим в экваториальной плоскости и направим к Земле, ось y выберем по направлению движения Луны по орбите, а ось z — вдоль оси вращения. Тогда

$$a_x = R + \Delta a_x, \quad \Delta a_x = 39 \text{ м}, \quad a_y = R + \Delta a_y, \\ \Delta a_y = -11 \text{ м}, \quad a_z = R + \Delta a_z, \quad \Delta a_z = -28 \text{ м}.$$

Если теперь воспользоваться реальными значениями гравитационных моментов для Луны, определяющих ее внешнее гравитационное поле (30), то получим следующие величины для осей динамической фигуры Луны: $a_x = R + \Delta a_x$, $\Delta a_x \approx 510$ м, причем вклад в это значение гармоник с $n > 2$ равен примерно 20%, $a_y = R + \Delta a_y$, $\Delta a_y = 490$ м, а вклад высших гармоник ($n > 2$) в два с лишним раза больше, чем вклад от гармоники с $n = 2$. Полярная ось a_z меньше среднего радиуса на $\Delta a_z = -520$ м, причем вклад в это значение гармоник с $n > 2$ составляет $\sim 7\%$. Эти результаты приводят к важным выводам. В § 2.5 было введено понятие о высотах геоида Земли, которые оказались ~ 70 м и характеризовали отклонение динамической фигуры Земли от нормального эллипсоида вращения, а гравитационного поля Земли — от нормального поля. В случае Луны за нормальную фигуру можно выбрать сферу среднего радиуса R , о которой мы говорили выше, так как отклонение равновесной фигуры Луны от сферы мало и лежит в пределах нескольких десятков метров. Динамическую фигуру Луны, определяемую уровнем поверхности ее внешнего гравитационного потенциала, можно назвать селеноидом, причем высоты селеноида, как мы только что видели, равны примерно 500 м, что на порядок больше, чем высоты геоида. Следовательно, отклонение Луны от гидростатического равновесия на порядок больше, чем Земли. Напряжения в теле планеты пропорциональны произведению ускорения силы тяжести на высоту геоида (или селеноида). Так как ускорение силы тяжести в Луне в шесть раз меньше, чем в Земле, то, несмотря на значительно большую неравномерность Луны, напряжения в ней примерно такие же, как и в Земле. Наличие «размягченной» центральной области у Луны с радиусом 700 км приводит к некоторой концентрации касательных напряжений у подошвы лунной литосферы, где они равны примерно 40 бар.

Если бы фигура Луны была неравномерной, но описывалась сферическими функциями второго порядка

$n = 2$, то можно было бы сделать вывод о том, что в настоящее время мы наблюдаем «застывшую» древнюю равновесную фигуру Луны, которую она имела в начальный период своей истории, когда ее орбита была значительно ближе к Земле и соответственно ее угловая скорость вращения была заметно большей. (Луна из-за приливного трения должна была прийти в состояние синхронного вращения вскоре после своего образования в окрестности Земли.)

Тот факт, что гармоник с $n > 2$ вносят существенный вклад в отклонение фигуры Луны от равновесной, и то, что эта неравновесность сохранялась последние $3,5 \cdot 10^9$ лет лунной истории, указывает на то, что наружные слои Луны должны были быть достаточно прочными, а следовательно, достаточно холодными, чтобы выдерживать все это время напряжения из-за неравновесности лунной фигуры. Кроме того, можно полагать, что заметный вклад в создание этой неравновесности внесла бомбардировка поверхности Луны большими телами $(4,0 - 3,8) \cdot 10^9$ лет назад, в эпоху образования лунных морей.

В 1968 г. Мюллер и Сьегрен, изучая гравитационное поле Луны, обнаружили крупные положительные аномалии и ввели понятие о масконах как источниках этих аномалий. Масконы обнаружены на видимой стороне Луны и около лимба (края Луны), причем наибольшие из них совмещены с главными круговыми морями (Море Дождей, Море Ясности, Море Кризисов, Море Восточное, Море Нектара и Море Влажности). Существующие методы наблюдения не позволяют выявить масконы обратной стороны Луны. Однако тот факт, что на обратной стороне отсутствуют большие круговые моря, позволяет предположить, что там нет и крупных масконов.

На Земле положительные гравитационные аномалии встречаются над континентами и горными областями, а отрицательные — над глубоководными океаническими желобами.

Особенность лунных масконов в том и заключается, что они связаны с понижениями лунной поверхности. Исследование показывает, что аномальные массы, дающие масконы, расположены в наружных слоях Луны и хорошо описываются дискообразными моделями. Наиболее крупным масконам отвечают аномальные массы примерно в $20 \cdot 10^{-6}$ массы Луны, что составляет $\sim 10^{21}$ г. Если отнести аномальные массы к уровню поверхности Луны,

то для круговых морей величина избыточной массы на единицу площади приблизительно одинакова и равна 800—900 кг/см². Такая величина была бы эквивалентна дополнительному слою базальта толщиной 3 км при плотности 3,0 г/см³. Если маскоп образован расположенным у поверхности лунным морским базальтом ($\rho \sim 3,3$ г/см³) в апортзитовой коре ($\rho \sim 2,9$ г/см³), так что контраст плотности $\Delta\rho \sim 0,4$ г/см³, то толщина базальтового слоя должна быть равна ~ 20 км. Места расположения масконов являются топографическими понижениями и связаны с геологически древними образованиями. Поскольку круговые моря генетически связаны с падениями на поверхность Луны крупных тел, то эти события сыграли важную роль в образовании масконов. Падение этих тел и заполнение круговых морей разделены заметным интервалом времени. Возможность того, что масконы образованы самими упавшими телами, в настоящее время представляется маловероятной. Поэтому возникновение масконов связано с перетеканием вещества в теле Луны и, по-видимому, требует следующей цепи событий, вне зависимости от конкретного механизма образования масконов.

На раннем этапе своего развития Луна выделила свою кору с плотностью меньшей, чем плотность подстилающей ее мантии. По-видимому, в эту эпоху наружные слои Луны были достаточно разогреты, обладали высокой пластичностью и находились в состоянии, близком к гидростатическому равновесию. Удары крупных тел о поверхность Луны привели к образованию на месте будущих круговых морей больших кратеров, которые затем стали тем или иным способом изостатически выравниваться. Вслед за этим Луна вступила в сравнительно спокойный период, в течение которого происходило формирование ее литосферы в результате охлаждения наружных слоев. По-видимому, в эту эпоху Луна приняла и зафиксировала свою фигуру. Тогда же наружные слои Луны приобрели прочность, достаточную как для сохранения ее неравновесной фигуры, так и для поддержания масконов. Заполнение базальтовой лавой круговых морей вслед за образованием лунной литосферы привело к окончательному образованию масконов.

Масконы представляют собой такое же неравновесное образование на Луне, как и ее фигура, только другого пространственного масштаба. Наличие масконов приводит к отклонению недр Луны от гидростатических условий

и порождает касательные (сдвиговые) напряжения порядка 50—100 бар в наружном слое Луны мощностью в несколько сотен километров.

Существует несколько различных гипотез, объясняющих образование маскопов путем перетекания вещества в теле Луны. Гипотезы, связанные с локальным переносом массы, требуют, чтобы в окрестности маскона существовал дефицит массы и, следовательно, отрицательные гравитационные аномалии. В настоящее время намечается окаймление некоторых маскопов кольцом отрицательных аномалий. Этот вопрос находится в стадии исследования.

Открытие лунных маскопов представляет пример важного, неожиданного открытия в космосе. Данные о гравитационном поле Луны смогут быть улучшены после траекторных измерений поля для обратной стороны нашего естественного спутника. До получения таких данных трудно ожидать существенного прогресса в этом вопросе. В геофизике и геологии в связи с расширением океанического дна — рождением литосферы в рифтовых зонах срединно-океанических хребтов — обсуждается идея, что и сама Земля, возможно, испытывает систематическое расширение, причем называют даже причину эффекта — медленное убывание со временем гравитационной постоянной G . Естественно, что убывание G должно приводить к расширению и других гравитирующих планетных объектов. Так как Луна является тектонически пассивным телом на протяжении более чем $3 \cdot 10^9$ лет, то она представляет собой идеальную природную лабораторию для изучения этого вопроса. Исследование датированных лунных структур показало, что за последние $4 \cdot 10^9$ лет с точностью до ± 1 км радиус Луны оставался постоянным. Это отсутствие изменений исключает существенное увеличение радиуса Земли и ограничивает скорость изменения гравитационной постоянной величиной $-\delta G/G \text{ год}^{-1} \leq \leq 5 \cdot 10^{-11} \text{ год}^{-1}$.

11.4. Магнетизм Луны

Магнетизм Луны изучали как советские, так и американские исследователи космоса. Магнетизм Луны необычен. Действительно, у Луны не обнаружено собственного дипольного магнитного момента заметной величины. По оценкам величина магнитного диполя Луны $M_d < 10^{19} \text{ Гс} \times \times \text{ см}^3$. Это в 10^7 раз меньше, чем магнитный момент Зем-

ли, и в 3000 раз меньше магнитного момента Марса. Если такой диполь поместить в центре Луны, то магнитное поле на ее поверхности будет составлять доли гамм.

То, что Луна не обладает заметным дипольным полем, было известно до начала экспедиций «Аполлонов». Поэтому открытие магнетизма Луны явилось большой неожиданностью. Оказалось, что лунное магнитное поле крайне нерегулярно как по направлению, так и по величине. Так, в месте посадки А-15 (район Апеннин и Борозды Хэдли у юго-восточного края Моря Дождей) величина магнитного поля составляет 6 гамм, в Океане Бурь (А-12) поле составляет 40 гамм, а на насыпной формации Фра-Мауро (А-14), образовавшейся в Океане Бурь выбросом материала при ударном образовании Моря Дождей, ~ 100 гамм; наконец, в континентальной области (район кратера Декарт, 9°S , $15,5^{\circ}\text{E}$) поле на протяжении нескольких километров менялось на сотни гамм, достигая величины 300 гамм. Исследования, проведенные аппаратами «Аполлон» с окололунных орбит, показали, что кора континентов намагничена сильнее, чем кора лунных морей. Поле на обратной стороне Луны также сильно переменнo и характеризуется локальными минимумами в местах расположения кратеров. Исследование образцов лунного грунта в лабораториях позволило установить, что основными носителями магнетизма являются мелкодробленые частички железа, содержащиеся как в скальных лунных базальтовых породах ($\sim 0,05\%$), так и в лунном реголите ($\sim 0,5\%$). Видимо, большую роль в образовании «турбулентной» структуры лунного магнетизма сыграла ударная обработка поверхности Луны на протяжении ее истории. Изучение лунных образцов привело к заключению, что на протяжении от $\sim 4 \cdot 10^9$ лет до $\sim 3 \cdot 10^9$ лет назад лунные породы подвергались воздействию магнитного поля величиной в несколько тысяч гамм. Как указывают эти данные, не исключено, что Луна обладала собственным магнитным полем сразу же после своего образования $\sim 4,6 \cdot 10^9$ лет назад и до $\sim 3,2 \cdot 10^9$ лет назад — момента, когда прекратилась активная вулканическая жизнь Луны.

Происхождение магнитного поля можно объяснить или первоначально горячей Луной с активно действующим механизмом гидромагнитного динамо, или же сравнительно холодной Луной (температура ниже 800°C , ниже точки Кюри для железа), «запомнившей» какое-то магнитное событие, имевшее место в прошлом. Большин-

ство специалистов склоняется к мнению, что внешние магнитные поля не могли явиться причиной лунного магнетизма. Резюмируя, можно сказать, что происхождение древнего магнитного поля, которое намагнитило первичную лунную кору и лунные горные породы, является одним из важнейших нерешенных вопросов, стоящих перед исследователями Луны.

При всех имеющихся неопределенностях сейчас предпочтнее следует, видимо, отдать идее первоначально горячей Луны с активно действующим механизмом гидромагнитного динамо. Эта идея подкрепляет предположение о том, что Луна образовалась из рыхлых планетезималей с горячими недрами, о чем уже говорилось в § 11.2.

11.5. Распределение электропроводности и температуры

Лунные породы обладают низкой электропроводностью, характерной для диэлектриков. Электропроводность диэлектриков сильно — по экспоненциальному закону зависит от температуры. Поэтому, если определить электропроводность лунных недр, сделать обоснованные предположения об их составе, измерить в лаборатории при высоких температурах электропроводность образцов, моделирующих лунный состав, то тем самым мы получим возможность оценить распределение температуры в недрах Луны, основываясь на данных наблюдений.

В принципе определение электропроводности Луны проще, чем задача электромагнитного зондирования наружных слоев Земли. На Земле проводящий экран соленых океанических вод и сильные неоднородности наружного слоя затрудняют задачу определения электропроводности земных недр. На Луне трудности обусловлены отсутствием «удобных» зондирующих источников (переменные электромагнитные поля в земной атмосфере) и неудобствами, связанными с космическими исследованиями на других планетах.

Электромагнитное зондирование Луны осуществляется путем регистрации ее реакции на переменное поле, переносимое солнечным ветром, или же поле хвоста магнитосферы Земли, пересекаемое Луной при ее движении по орбите.

Изложим результаты этих работ, следуя Худу и Советту (1982 г.). Принцип, на котором основано определе-

ние электропроводности планеты, описан в § 4.3. На рис. 103 показаны две полосы распределения электропроводности в Луне, полученные разными методами Худом, Хербертом и Соеттом (1982 г.) (заштриховано) и Дейлом, Паркинсом и Дэйли (1976 г.) (ограничено прерывистыми линиями). Далее, при интерпретации предпочтение отдается данным Худа с сотрудниками, так как эти данные получены на основе усреднения семи записей сигнала продолжительностью более 30 ч каждая, в то время как полоса Дэйла с сотрудниками получена на основе использования одной записи протяженностью в 6 ч.

В работе Худа с сотрудниками минимальная частота сигнала, для которой определялся отклик Луны, составляла $\sim 10^{-5}$ Гц ($\sim 10^5$ с). Как мы знаем из § 4.3, чем длиннее период электромагнитного сигнала, тем до больших глубин может быть прозондировано планетное тело. Из рис. 103 следует, что пределы для распределения электропроводности наиболее узки в интервале глубин 450—1350 км, а для поверхностной и центральной зон Луны они значительно шире и таким образом значительно менее информативны.

На рис. 104 представлены данные лабораторных исследований зависимости коэффициента электропроводности σ от температуры для оливина [$Mg/(Mg + Fe) = 0,91$] и пироксенов с содержанием Al_2O_3 0,14%, 1,9% и 6,8% (по данным Дуба и Хейбнера с сотр.). Шлифованными линиями показаны сглаженные экспериментальные данные, а продолжающие их прерывистые линии представляют линейную экстраполяцию экспериментальных результатов в область высоких и низких температур. Мы видим, что добавление Al_2O_3 к пироксенам заметно повышает их электропроводность, а это существенно для интерпретации данных по лунным недрам, недифференцированные зоны которых могут содержать заметное количество Al_2O_3 (см. § 11.2). Штрихпунктиром на рис. 104 показаны коэффициенты электропроводности для породы, содержа-

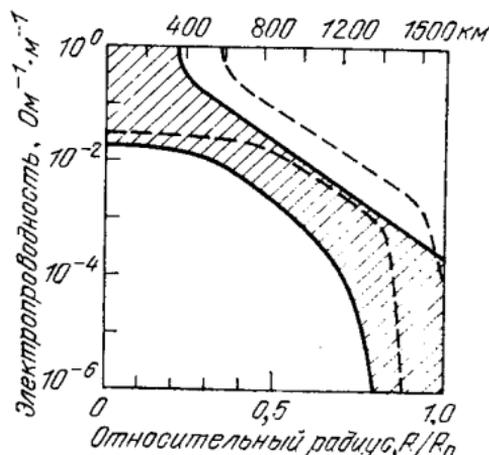


Рис. 103. Пределы электропроводности в недрах Луны по Худу с сотр. (заштриховано) и Дэйлу с сотр. (ограничено прерывистыми линиями).

щей ~38% оливина, ~10% плагиоклаза, ~45—50% пироксена и 2—7% Al_2O_3 . Эти штрихпунктирные кривые используются для интерпретации данных по электропроводности лунных недр, показанных на рис. 103. По современным представлениям (см. § 11.2, табл. 30) недра Луны обогащены Al_2O_3 по сравнению с недрами Земли.

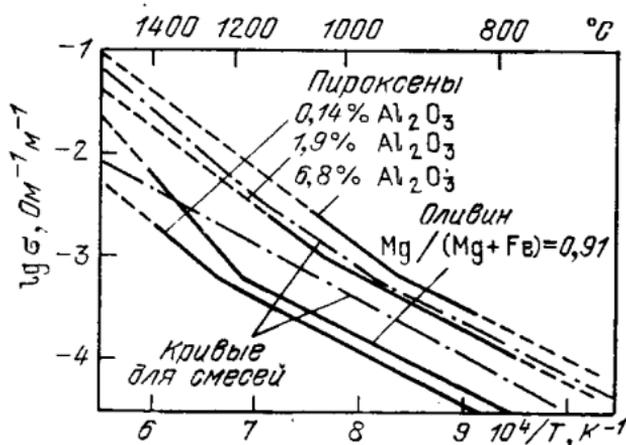


Рис. 104. Зависимость коэффициентов электропроводности оливинов, алюминиевых пироксенов и смесей этих минералов от температуры по лабораторным данным. Описание рисунка дано в тексте.

Поэтому при интерпретации данных рис. 103 мы будем использовать верхнюю штрихпунктирную кривую рис. 104, которая соответствует пироксенам, содержащим 6,8 вес. % Al_2O_3 .

С помощью этой кривой $\sigma = \sigma(T)$ и заштрихованной полосы электропроводности на рис. 103 получается полоса распределения температур в недрах Луны (рис. 105). На рис. 105 для сравнения показаны также три распределения температуры (кривые 1—3), полученные расчетным путем. Селенотерма 1 рассчитана Шубертом с сотрудниками (1977 г.) в предположении, что конвективный теплоперенос преобладал на глубинах >300 км на протяжении всей лунной истории. Селенотерма 2 рассчитана Токсоцем и Соломоном (1973 г.) в предположении, что на протяжении лунной истории преобладал механизм кондуктивного теплопереноса. Наконец, селенотерма 3 рассчитана Токсоцем с сотр. (1978 г.), которые допускали на протяжении лунной истории конвективный теплоперенос в твердой поликристаллической мантии Луны. Согласно последним авторам, конвекция в недрах Луны в настоящее время очень слабая и ограничена глубинами, большими ~700—800 км.

Если привлечь к интерпретации данных, представленных на рис. 105, оценки значений Q_μ для верхней и средней мантии Луны (см. § 11.1), то температурные распределения 1 и 2 следует исключить как нереальные. В них температуры слишком близко подходят к кривой плавления безводного базальта (кривой солидуса), что противоречит значениям $Q_\mu > 1500$. Сближение полосы температур и селенотермы 3 с кривой солидуса сухих базальтов

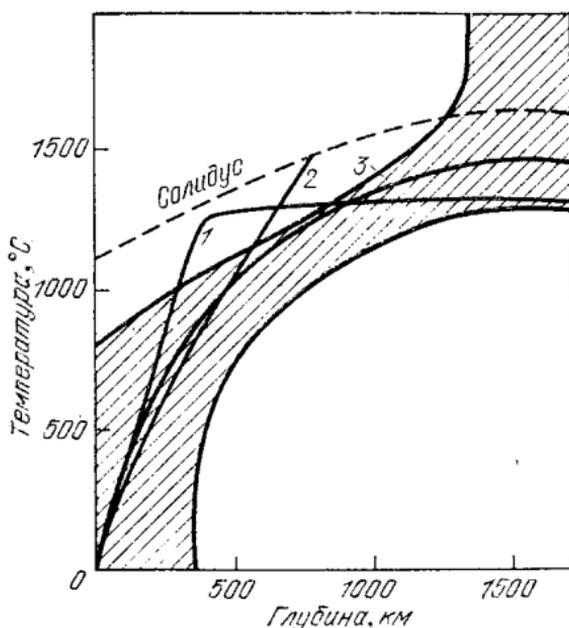


Рис. 105. Полоса распределения температур в недрах Луны по данным об электропроводности и лабораторной зависимости $\sigma = \sigma(T)$, показанной верхней штрихпунктирной кривой на рис. 104 (для ироксенов с содержанием Al_2O_3 6,8 вес. %). Приведены три типа современных селенотерм (кривые 1—3), полученных на основе расчетов тепловой истории Луны для разных моделей. Прерывистой линией дана кривая солидуса (затвердевания) для безводного базальта. Температуры в твердых зонах Луны должны быть ниже этой кривой.

для глубин, больших 1000 км, качественно согласуется с данными сейсмологии о резком уменьшении механической добротности Q_μ при $l > 1100$ км и падении скоростей S -волн.

В заключение можно сказать, что, хотя полоса температур, показанная на рис. 105 (информативная в интервале глубин 450—1350 км), и хорошо с ней согласующаяся селенотерма 3 получены при некотором не поддающемся оценкам произволе, они дают рабочие оценки температур лунных недр, улучшение которых — дело будущих исследований.

11.6. Тепловой поток

Тепловой поток из недр планеты определяется по формуле (47). На Луне выполнено два измерения теплового потока (А-15 и А-17). В обоих случаях бурилась скважина на глубину ~ 230 см, в которую вводился тепловой зонд. Стационарные температуры в Луне (не возмущаемые колебаниями температуры на дневной поверхности) устаиваются на глубине ~ 70 см и равны ~ 253 К. Начиная с этой глубины, температурный градиент, отражающий стационарный тепловой поток из недр к поверхности, составил $\sim 1,3-1,7$ град/м. Верхние 2 см реголита при температуре 220 К характеризуются очень низкой теплопроводностью, $\sim 3,5 \cdot 10^{-6}$ кал/(см · град · с). С ростом глубины теплопроводность быстро нарастает. На глубинах от 50 до 230 см были получены значения от $5,3 \cdot 10^{-5}$ до $1,23 \cdot 10^{-4}$ кал/(см · град · с). Рост теплопроводности является следствием уплотнения лунного грунта с глубиной. Места измерения теплового потока были в пограничном районе между морской и континентальной областями (А-15) и в континентальной области (А-17). Вначале Лэнгсет с сотрудниками получили для теплового потока в обоих районах примерно одинаковые значения, равные $0,70 \cdot 10^{-6}$ кал/(см² · с). Однако дополнительный анализ привел авторов к заключению, что первые опубликованные ими результаты содержали систематическую ошибку. После пересмотра данных оказалось, что тепловой поток в месте посадки А-15 равен $0,53 \times 10^{-6}$ кал/(см² · с), а для района посадки А-17 $0,38 \times 10^{-6}$ кал/(см² · с). Получается так, что разные геологические структуры на Луне, так же как и на Земле, характеризуются различными тепловыми потоками. Это означает, что при исследовании Луны может быть использован метод структурной селенотермии.

По этим двум измерениям получается, что тепловой поток из недр Луны примерно в три-четыре раза меньше земного теплового потока. Естественно, этот вывод носит предварительный характер, так как двух измерений, да еще которые дают значения, отличающиеся в 1,5 раза, явно недостаточно, чтобы охарактеризовать важнейшую энергетическую величину планеты — средний тепловой поток из ее недр. Это становится особенно понятным, если вспомнить, что толщина коры на обратной стороне Луны, для которой отсутствуют данные о тепловом потоке, почти в два раза больше, чем на видимой стороне,

а при глобальной дифференциации радиоактивные примеси сосредоточиваются в коре.

Поясним теперь простой оценкой, почему тепловой поток из недр Луны следует считать большим. Предположим, что тепловое состояние Луны и Земли примерно стационарно, т. е. количество тепла, вытекающее через поверхность обоих тел, равно количеству тепла, выделяемого в их недрах. Для Луны такое предположение близко к действительности, а для Земли, как это следует из рис. 65, тепловыделение составляет примерно $2/3$ от величины теплового потока. При стационарном тепловом состоянии обоих тел тепловой поток пропорционален объему и обратно пропорционален поверхности тела:

$$\frac{q_{\text{л}}}{q_{\text{з}}} = \frac{(V_{\text{л}}/S_{\text{л}})}{(V_{\text{з}}/S_{\text{з}})} \sim \frac{V_{\text{л}}}{V_{\text{з}}} \cdot \frac{S_{\text{з}}}{S_{\text{л}}} = \frac{R_{\text{л}}}{R_{\text{з}}}.$$

Следовательно, отношение тепловых потоков в предположении одинаковой концентрации источников и стационарности, грубо говоря, равно отношению радиусов $R_{\text{л}} = 1738$ км и $R_{\text{з}} = 6371$ км. Это отношение получается равным $1/4$, а лунный поток $q_{\text{л}} \sim (1/3 - 1/4)q_{\text{з}}$. Однако в стационарной Земле тепловой поток составил бы $2/3$ от наблюдаемого среднего теплового потока. Соответственно лунный поток будет меньше стационарного земного всего в $1/2 - 3/8$ раз. Объяснение этому известно — концентрация радиоактивных элементов в Луне заметно больше, чем в Земле (см. табл. 30).

Данные о тепловом потоке позволяют сделать еще два важных вывода. Мы уже отмечали, что наружные слои Луны сравнительно холодные и прочные (не пластичные), так как в течение $\sim 3,5 \cdot 10^9$ лет они выдерживают напряжения от лунных масконов. Это возможно лишь в том случае, если недра Луны претерпели глубокую дифференциацию с выплавлением лунной коры и выносом в нее почти всех радиоактивных источников на раннем этапе лунной истории. Тепло от радиоактивных источников, сконцентрированных в коре, отводится через поверхность Луны и почти не идет на нагревание ее недр.

Второй вопрос, на который помогают ответить данные о лунном тепловом потоке, это проблема источников энергии, из которой формируется тепловой поток. В случае Луны не существует никаких источников, кроме радиоактивности, которые могли бы давать существенный вклад в формирование теплового потока. Сделать такой же однозначный вывод в отношении Земли значительно

труднее. Хотя радиоактивных источников тепла в Земле достаточно, чтобы объяснить ее тепловой поток, тем не менее последние 10 лет все настойчивее выдвигается гипотеза о важной роли энергии, выделяемой в Земле из-за все еще протекающих в ней процессов гравитационной дифференциации. Данные о лунном тепловом потоке можно рассматривать как косвенное указание на то, что и в Земле тепловой поток формируется за счет радиоактивности.

В заключение отметим, что селенотерме \mathcal{Z} на рис. 105, которая хорошо согласуется с полосой температур, восстановленной по электропроводности, соответствует значение $q_{\text{л}} \sim 0,41$ кал/(см² · с).

11.7. Лунная хронология

На Луне нет и, видимо, никогда не было плотной атмосферы и гидросферы. В результате поверхность Луны запечатлела и сохранила следы печальной истории Солнечной системы. В связи с этим исследование Луны имеет исключительно большое значение для проблемы происхождения и эволюции Земли и планет. В этом смысле Луна для проблемы происхождения представляет больший интерес, чем, скажем, Земля, Венера и Марс — планеты, на которых процессы эрозии стерли следы ранней истории.

Методом радиоактивного датирования лунных образцов, доставленных на Землю, установлено, что возраст Луны равен возрасту Земли и метеоритов ($\sim 4,570 \times 10^9$ лет). Видимо, Луна с самого начала была горячей. Ее формирование происходило из рыхлых горячих планетезималей, что сопровождалось образованием «Океана магмы», глобальной кристаллизационной дифференциацией, осаждением маленького расплавленного ядра (вероятно, из Fe—FeS), в котором по механизму гидромагнитного динамо генерировалось собственное селеномагнитное поле. Кристаллизационная дифференциация Луны на завершающей стадии ее роста привела к созданию асимметричной габбро-апортозитовой коры и дифференцированной верхней, а возможно и средней мантии. Асимметрия коры указывает на то, что уже на завершающей стадии роста Луна находилась в состоянии синхронного вращения, т. е. была повернута к Земле полушарием с тонкой корой. По геологическим и космическим масштабам времени выплавление ранней лунной коры

произошло очень быстро и датируется возрастом $4,460 \times 10^9$ лет, определенным урано-свинцовыми методами. Первый период в жизни Луны продолжался $\sim 1,1 \cdot 10^8$ лет. Это был период формирования макроструктуры лунных недр.

Следующий период в развитии Луны длился дольше. Его завершение связывается с началом образования круговых морей, выбросы из которых практически завершили формирование макроструктуры материков. Окончание периода датируется временем ударного образования Моря Дождей $\sim 3,860 \cdot 10^9$ лет назад. В этот период в Луне протекали разнообразные процессы, которые привели к стабилизации Луны как планетного тела. В начале периода завершилась кристаллизация верхней мантии — зон-источников морских базальтов. Возраст этого события установлен Rb-Sr и Sm-Nd-методами и равен $4,400 \times 10^9$ лет или больше. Это был период активной вулканической деятельности, интенсивной бомбардировки лунной поверхности метеоритами, в результате чего возникли лунные брекчи и происходил ударный метаморфизм древних пород. Активную роль в завершающей фазе формирования коры и облика нашего спутника играли как эндогенные (внутренние), так и экзогенные (внешние) процессы.

Так как при фракционной кристаллизации «Океана магмы» радиоактивные примеси сконцентрировались в остаточном расплаве — тонкой подкоровой зоне «Предвестник KREEP-компонента» (см. рис. 102) и коре, то дальнейшая эволюция недр определялась медленным остыванием наружного слоя Луны — увеличением толщины лунной литосферы, соответственно вытеснением астеносферной зоны — зоны конвекции — к центральным областям. В конце этого периода Луна зафиксировала свою равновесную фигуру, которая впоследствии была модифицирована в основном лишь из-за перераспределения вещества в наружном слое при ударном образовании круговых морей и из-за течений вещества, сформировавших масконы. В эту эпоху, $\sim 4 \cdot 10^9$ лет назад, Луна находилась от Земли на расстоянии, равном $\sim 20R_z$ (см. § 11.8). В этот же период происходило зарождение базальтовых магм в истощенной верхней мантии Луны за счет процессов частичного плавления, вызванного слабым радиогенным разогревом. При прохождении через тонкий KREEP-слой лавы могли обогащаться KREEP-компонентой и при излиянии порождать KREEP-породы. Форми-

рование поверхностных пород ранней Луны заметно осложнялось процессами ударного метаморфизма, когда при высокоскоростных падениях тел астероидных размеров могло разбрасываться вещество с глубин в десятки километров.

Третий период в эволюции Луны длился $\sim 10^8$ лет ($4-3,9 \cdot 10^9$ лет назад) и связан с ударным образованием круговых бассейнов (Море Дождей, Море Восточное, Море Ясности, Море Кризисов и др.). Выбросы из кратеров будущих круговых морей образовали насыщенные горы и некоторые формации, например Фра-Мауро в Океане Бурь, в значительной степени стерли следы предыдущей истории лунной поверхности и, как мы уже говорили, завершили формирование материков.

Следующий, четвертый, период связан с заполнением базальтовой лавой лунных морей и завершением образования масконов. Этот период был весьма продолжительным (от $3,90 \cdot 10^9$ до $3,16 \cdot 10^9$ лет назад, а по фотогеологическим данным получена минимальная оценка возраста морских базальтов $2,6 \cdot 10^9$ лет). Таким образом, как отмечалось выше, события образования ударных кратеров круговых морей и заполнения их лавой разделены заметным интервалом времени.

Лавы морских базальтов составляют $\sim 1\%$ от массы лунной коры, и в балансе внутренней энергии Луны роль этого вулканизма незначительна. Однако, покрывая 17% площади Луны, они завершили формирование облика видимого полушария нашего спутника.

Четвертый период в эволюции Луны называют «морским», хотя более фундаментальной его особенностью является затухание тектонической активности планеты. В этот же период происходит ослабление магнетогидродинамических процессов генерации собственного селеномагнитного поля и вымирание поля. Состояние Луны стабилизировалось, о чем свидетельствует сохранение планетным телом его размеров с точностью до ± 1 км в последние $3 \cdot 10^9$ лет. В последний — «послеморской» период лик Луны не менялся за счет эндогенных процессов, хотя падение на нее метеоритов и образование кратеров происходило.

Таким образом, эрозия лунной поверхности в последние $3 \cdot 10^9$ лет обусловлена только метеоритной бомбардировкой. Эта бомбардировка, по существу, не стерла главных событий в жизни Луны, о которых мы говорили выше.

Исследования Луны, проведенные космическими аппаратами в последние 20 лет, сделали наши представления о ней более конкретными. Но более конкретными стали и все важнейшие проблемы, связанные с Луной и Солнечной системой в целом. Решение этих проблем — дело будущего и, видимо, требует больших усилий.

11.8. Об истории лунной орбиты

Начало изучению приливной эволюции лунной орбиты было положено во второй половине прошлого века Дж. Дарвином, который показал, что приливное трение (см. § 2.6) на протяжении больших, космических интервалов времени может радикально изменить орбитальные элементы небесных тел, в частности, нашего естественно-го спутника — Луны. Эволюция лунной орбиты в основном определяется диссипативной функцией Земли

$$Q \approx \frac{1}{2\delta}, \quad (197)$$

где δ — угол запаздывания земных приливов. Оценить эволюцию расстояния между Землей и Луной можно с помощью простой модели: достаточно рассмотреть движение спутника по круговой орбите радиуса c в экваториальной плоскости планеты. Тогда изменение c со временем t подчиняется уравнению

$$\frac{dc}{dt} = \frac{6GmR_3^5 k_2 \delta}{\mu^{1/2} \cdot c^{11/2}} = B \cdot \delta \cdot c^{-11/2}, \quad (198)$$

где G — гравитационная постоянная, M и m — массы Земли и Луны, $\mu = G(M + m) = c^3 n^2$ — кеплеровская постоянная для системы Земля — Луна, n — угловая скорость вращения Луны относительно Земли, R_3 — радиус Земли, $k_2 \approx 0,3$ — число Лява.

Основная трудность рассматриваемой задачи связана с неопределенностью функции $\delta(t)$ в прошлом. Самое простое предположение $\delta(t) = \delta_3 = \delta_0 = \text{const}$ дает для времени «отодвигания» Луны от $c_0 = 0$ до современного радиуса лунной орбиты $c_3 = 60,3R_3$

$$t^* = \frac{2}{13} \frac{c_3^{13/2}}{B\delta_3}. \quad (199)$$

Современное значение угла запаздывания $\delta_3 \approx (2-4)^\circ = (0,035-0,07)$ рад и

$$t^* \sim (1,9 \div 0,95) \cdot 10^9 \text{ лет}. \quad (200)$$

В результате получается слишком короткая шкала приливной эволюции, которая лишь указывает, что в прошлом $\delta(t)$ был меньше современного значения δ_3 . Но так как никаких надежных указаний о функции $\delta(t)$ не имеется, то и вся задача является в значительной степени неопределенной.

Конкретизировать эволюцию лунной орбиты можно, если проанализировать гравитационное поле и фигуру Луны (§ 11.3) совместно с лунной хронологией (§ 11.7), установленной в результате космических исследований. Как мы уже отмечали, есть все основания ожидать, что в эпоху лунного катаклизма — образования круговых морей и сразу после него $[(\sim 4-3,8) \cdot 10^9$ лет тому назад] Луна приняла и зафиксировала свою равновесную форму. На это, в частности, указывает существование лунных масконов на протяжении $\sim 3,5 \cdot 10^9$ лет. Естественно, что равновесная фигура Луны в эпоху $4 \cdot 10^9$ лет тому назад была заметно деформирована падением больших тел, образовавших круговые моря. В § 11.3 был рассмотрен вопрос о фигуре Луны на основе данных о ее гравитационном поле. В частности, там были приведены величины осей динамической фигуры Луны. Для Луны с хорошим приближением можно принять однородную модель. Тогда для равновесной фигуры Луны, находящейся в гравитационном поле Земли и синхронном вращении, отклонения полуосей a_x, a_y, a_z (см. § 11.3) от среднего радиуса $R_{\text{Л}}$ даются простыми формулами

$$\frac{35}{12} \frac{M}{m} \frac{R_{\text{Л}}^4}{c^3}, \quad - \frac{10}{12} \frac{M}{m} \frac{R_{\text{Л}}^4}{c^3}, \quad - \frac{25}{12} \frac{M}{m} \frac{R_{\text{Л}}^4}{c^3}, \quad (201)$$

причем равновесная фигура описывается сферической функцией второго порядка ($n=2$). Так как полярная полуось a_z практически не возмущена гармониками с $n \geq 3$, то естественно по ней определить радиус лунной орбиты c_0 , на котором Луна «заморозила» свою равновесную фигуру в некоторую начальную эпоху (момент t_0). Таким образом, выдвигается гипотеза, что Луна сохранила свою равновесную динамическую ось a_z , которую она имела в ту далекую эпоху. Определяя c_0 из этого условия с помощью (201), имеем

$$c_0 = \frac{R_{\text{Л}}}{R_3} \sqrt[3]{\frac{25}{12} \frac{R_{\text{Л}}}{|\Delta a_z|} \frac{M}{m}} R_3 \approx 22,5 R_3. \quad (202)$$

Тем самым получена «реперная» точка на эволюционной

кривой орбиты Луны

$$c_0 \sim 22,5R_3 \quad \text{при} \quad t_0 \sim 0,6 \cdot 10^9 \text{ лет.} \quad (203)$$

В (203) через t_0 обозначено время после образования Луны, возраст Луны принят $\sim 4,6 \cdot 10^9$ лет.

Американский геофизик Голдрайх при исследовании эволюции лунной орбиты пришел к следующим выводам. Если бы Луна аккумулировалась из частиц в пределах $10R_3$, то ее начальная орбита (сразу после аккумуляции) лежала бы в экваториальной плоскости, а современная орбита Луны лежала бы в плоскости эклиптики. Современный наклон лунной орбиты в 5° к плоскости эклиптики является аргументом против образования Луны в пределах $10R_3$ от Земли. Если же Луна образовалась путем аккумуляции частиц, обращающихся за пределами $c = 30R_3$, то такие частицы образовали бы диск в плоскости эклиптики. В этом случае и в настоящее время лунная орбита лежала бы в плоскости эклиптики. Отсюда Голдрайх заключает, что для образования Луны путем аккумуляции необходимо, чтобы большая часть приобретенного вещества вначале обращалась вокруг Земли в интервале расстояний между $10R_3$ и $30R_3$. Он получил формулу

$$\left(\frac{c}{R_3}\right)_{\text{кр}} \approx \left[2J_2 \frac{M}{M_\odot}\right]^{1/5} \left(\frac{c_\odot}{R_3}\right)^{3/5}, \quad (204)$$

разграничивающую зону $c < c_{\text{кр}}$, в которой ось лунной орбиты прецессирует вокруг земной оси, и зону $c > c_{\text{кр}}$, в которой орбита Луны прецессирует относительно оси эклиптики. В (204) $J_2 = (C - A)/MR_3^2$ — квадрупольный гравитационный момент Земли, C и A — моменты инерции относительно полярной и экваториальной осей Земли, M_\odot — масса Солнца, c_\odot — расстояние от Луны до Солнца. Формула (204) получается приравниванием моментов, действующих на Луну со стороны Земли и Солнца и стремящихся повернуть орбиту в сторону земного экватора и эклиптики соответственно. Для современных значений параметров (204) дает $c_{\text{кр}} \approx 10R_3$. Если учесть, что при $c \approx 10R_3$ Земля вращалась быстрее и J_2 было больше, то получим $c_{\text{кр}} \approx 17R_3$.

Посмотрим теперь, какие выводы можно сделать, если воспользоваться результатом (203). Предположим, что Луна образовалась на расстоянии $c_n \sim 15R_3$ и за первые $0,6 \cdot 10^9$ лет отодвинулась за счет приливного торможения

до $c_0 \sim 22,5R_3$ (203). Легко оценить с помощью формул Гипа (199) и (197) величину Q_n Земли в эту раннюю эпоху, обеспечивающую такое «отодвигание» Луны от Земли:

$$\delta_n = \delta_3 \frac{t^*}{\Delta t} \left(\frac{c_0}{c_3} \right)^{13,2} \left[1 - \left(\frac{c_n}{c_0} \right)^{13,2} \right] \approx 1,7 \cdot 10^{-4},$$

$$Q_n \approx \frac{1}{2\delta_n} \sim 3 \cdot 10^3, \quad (205)$$

где δ_n — начальный угол запаздывания, c_n — «начальное расстояние» Луны от Земли, δ_3 — современный угол запаздывания земных приливов и t^* — соответствующее ему время (199) — «приливная шкала».

Оценка Q_n (205) слабо зависит от принимаемого начального расстояния c_n . Даже если c_n выбрать очень близким к c_0 (203), то изменение Q_n (205) невелико. Например, при $c_n = 20R_3$ имеем $Q_n \sim 5 \cdot 10^2$. Оценка $Q_n \sim 3 \cdot 10^3$ (205) хорошо соответствует твердой Земле, имеющей современную структуру, т. е. ядро и мантию, а не имеющей океанов, или, наоборот, целиком покрытой водной оболочкой, так что отсутствует приливная диссипация в мелких морях с $Q \sim 15$. Результат (205) указывает на то, что в раннюю эпоху, первые $0,6 \cdot 10^9$ лет, Земля отличалась от современного, когда поверхность земли разделена на континенты и океаны. Можно высказать гипотезу, что $\sim 4 \cdot 10^9$ лет назад в эпоху лунного катаклизма, когда на Луну выпали большие тела и образовались лунные круговые моря, Земля также прошла через стадию катаклизма, который инициировал разделение ее поверхности на континенты и океаны.

Если считать, что основные процессы гравитационной дифференциации к моменту $0,6 \cdot 10^9$ лет после образования Земли в основном завершились, так что моменты инерции Земли в основном стабилизировались, то легко найти «реперную» точку для периода вращения Земли T_0 в эту эпоху:

$$T_0 \sim (8-9) \text{ ч}, \quad t_0 \sim 0,6 \cdot 10^9 \text{ лет}. \quad (206)$$

американский геофизик Г. Макдональд, изучая удельный вращательный момент количества движения планет (момент на единицу массы), пришел к эмпирической закономерности, согласно которой этот момент, не измененный приливным трением, пропорционален $M^{4/5}$, где M — масса планеты. На основании этой закономерности он оценил периоды для периода вращения Земли в раннюю эпоху

после ее образования как 13 и 10 ч. Мы видим, что «реперная точка» (206) хорошо согласуется с оценкой Макдональда.

Наконец, результат (203) может быть использован при анализе происхождения палеомагнетизма лунных пород. Проблема заключается в том, что, как показало изучение образцов лунного грунта, доставленных на Землю, эти образцы были намагничены некоторым неизвестным полем X с напряженностью ≈ 1 Гс. Это поле должно было действовать на Луну по крайней мере на протяжении первых $1,5 \cdot 10^9$ лет ее истории — периода магматической деятельности Луны. «Реперная точка» (203) исключает Землю как источник неизвестного поля X , так как Луна уже в эпоху $0,6 \cdot 10^9$ лет после своего образования находилась далеко от Земли.

Изложенные выше соображения были опубликованы автором и А. П. Трубицыным в 1976 г. В 1982 г. на ту же самую тему опубликовал работу А. Б. Биндер (ФРГ). Он принял для «реперной» точки на эволюционной кривой орбиты Луны значения

$$c_0 \sim 20,5 \pm 2,3R_3 \quad \text{при} \quad t_0 \sim 1,6 \pm 0,5 \cdot 10^9 \text{ лет,} \quad (203a)$$

так как предположил, что Луна зафиксировала свою равновесную форму не $4 \cdot 10^9$ лет назад, а $3 \cdot 10^9$ лет назад, что, вообще говоря, менее правдоподобно. На рис. 106 показаны данные, собранные Биндером из разных источников для контроля за изменением расстояния Луна — Земля в прошлом. С помощью лазерной локации Луны установлено, что Луна отодвигается от Земли со скоростью 3,8 см/год. Анализ данных по затмениям в историческое время дает для этой же скорости 4,4 см/год. Далее, кольца роста ископаемых кораллов, двустворчатых моллюсков и водорослей строматолитов позволяют определить число дней в году вплоть до времени примерно $\sim 3 \cdot 10^9$ лет назад. С другой стороны, сохранение момента количества движения в системе Земля — Луна устанавливает взаимно однозначное соотношение между угловой скоростью вращения Земли (или, что то же, числом дней в году) и расстоянием Луна — Земля. На рис. 106 эмпирическая кривая 1 построена Биндером, а кривая 2 — автором настоящей книги. Они совпадают для возрастов, меньших $3 \cdot 10^9$ лет. Кривая 2 проходит через реперную точку (203) и использует предположение, что Луна сформировалась в зоне с $c \sim 20R_3$. Кривая 1 проходит через реперную точку (203a) и использует

проблематичную оценку, даваемую на рис. 106 прямоугольником *G*. Перегиб на кривой при возрасте $2 \cdot 10^9$ лет соответствует ускоренному росту мелководья на Земле и хорошо коррелирует с оценкой ускоренного роста континентального сегмента земной поверхности. Естественно,

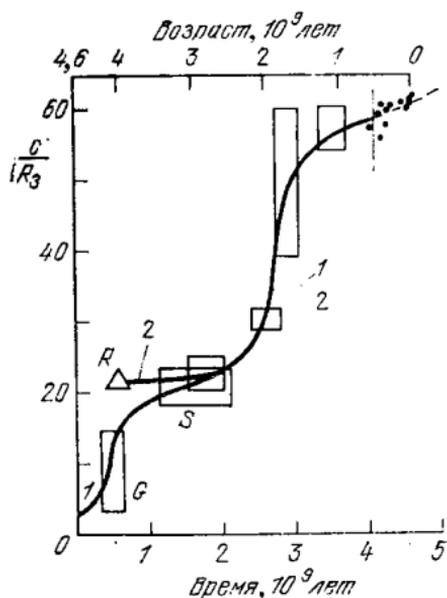


Рис. 106. Расстояние Земля — Луна в земных радиусах как функция времени и различных данных. Черные точки для возрастов между 0 и $0,6 \cdot 10^9$ лет получены по данным об ископаемых кораллах и двусторчатых моллюсках. Вертикальная линия при $0,5 \cdot 10^9$ лет и прямоугольники без буквенных обозначений получены по данным об ископаемых строматолитах. Прямоугольник с буквой *S* — «реперная» точка (203а). Треугольник с буквой *R* — реперная точка (203). Прямоугольник с буквой *G* получен Биндером по особенностям древних структур Луны и, видимо, очень ненадежен. Кривая 1 построена Биндером, кривая 2 — автором книги.

что к приведенным оценкам следует относиться как к предварительным, но ясно также и то, что речь идет о решении фундаментального вопроса — о начальном разделении поверхности Земли на континенты и океаны.

Результаты, изложенные в этом параграфе, демонстрируют возможности, которые открывают космические исследования для решения принципиальных вопросов, касающихся как нашей родной планеты, так и всей Солнечной системы в целом.

11.9. Краткие сведения о строении галлеевых спутников Юпитера, Титана и ледяных спутников Сатурна

У Юпитера насчитывается 16 спутников, а у Сатурна 17 спутников. Кроме четырех галлеевых спутников (*J1* — *J4*), в системе Юпитера несомненный интерес представляет самый внутренний спутник Амальтея (*J5*, радиус орбиты $2,55 R_J = 181,3 \cdot 10^3$ км, R_J — радиус Юпитера). Однако продолговатая форма спутника и отсутствие данных о массе *J5* делают вопрос о его модели внутреннего строения неопределенным. Все пять спутников (*J1* — *J5*) ак же, как и Луна, находятся в состоянии синхронного

вращения, т. е. их период обращения вокруг планет равен периоду вращения вокруг оси. В результате эти спутники повернуты к Юпитеру все время одним и тем же полушарием. Остальные 11 спутников Юпитера малы. Их радиусы меньше 100 км, а массы неизвестны. Поэтому модели этих тел не рассматриваются.

Среди 17 спутников Сатурна три маленьких движутся внутри его колец, а для семи наиболее крупных определены средние плотности. Это в порядке их удаления от планеты: Мимас (S1), Эпимет (S2), Тетис (S3), Диона (S4), Рея (S5), Титан (S6), Япет (S8). Только данные о предварительных моделях этих семи тел и будут приведены ниже. Представляют интерес также Гиперион (S7), расположенный между (S6) и (S8) на расстоянии от Сатурна, равном $1481 \cdot 10^3$ км = $25,55 R_s$ (R_s — радиус Сатурна), и самый внешний спутник Феба (S9), движущийся вокруг планеты в обратном направлении. Размеры Гипериона $205 \times 130 \times 110$ км, радиус Фебы 110 ± 10 км. Спутники Сатурна, за исключением трех внешних (S7—S9), находятся в синхронном вращении. Ниже будут приведены параметры моделей только для тех тел, для которых установлена средняя плотность.

В § 10.5 было разъяснено, что материал, из которого построены планеты и спутники, по летучести естественным образом разделяется на группы: газовую компоненту (Г), льды (Л) (CH_4 , NH_3 , H_2O) и горные породы — компоненту ТК (тяжелые вещества, окислы, силикаты FeS , Fe , Ni ...). Спутники Юпитера и Сатурна построены из Л и ТК компонент, так как в силу их малости и соответственно слабости их собственных гравитационных полей они не смогли удержать летучие вещества компоненты Г. Малость этих тел приводит к тому, что давление в их недрах, так же как и в недрах Луны, мало (≤ 70 кбар), а вещество сжато всего на несколько процентов. В табл. 31 собраны данные наблюдений и параметры однородной и двухслойной модели для J1—J4 и S6. В ней приведены массы m_0 , радиусы r_0 , средние плотности ρ_0 , ускорение силы тяжести на поверхности g_0 , малый параметр теории фигуры q , вторая космическая скорость $v_{2к}$, средняя температура поверхности T_s , x — массовая концентрация компоненты, из которой состоит ядро с плотностью ρ_1 (ρ_2 — плотность мантии), радиус ядра r_1 , давление в центре однородной модели p_{c0} , давление на границе ядро — мантия p_{mc} , давление в центре двухслойной модели p_{c1} , безразмерный момент инерции

Данные наблюдений и параметры моделей галилеевых спутников Юпитера и Титана

	Мо, J1	Европа, J2	Ганимед, J3	Каллисто, J4	Титан, S6
Год открытия и его автор	1610 Г. Галилей	1610 Г. Галилей	1610 Г. Галилей	1610 Г. Галилей	1655 Х. Гюйгенс
Радиус орбиты a , тыс. км	421,6	670,9	1070,0	1880	1221,86
$a/R_J(a/R_S)^*$	5,90	9,40	15	26,33	20,253
Период τ , сут	1,769	3,554	7,155	16,689	16,112
τ_0 , км	1820 ± 10	1565 ± 15	2638 ± 10	2410 ± 10	$2575 \pm 0,2$
m_0 , 10^{23} г	889,4	479 ± 5	1481 ± 6	1075 ± 3	$1345,7 \pm 0,5$
ρ_0 , г/см ³	3,52	2,99	1,93	1,83	$1,88 \pm 0,01$
g_0 , см/с ²	179	131	142	123	135
$q = \frac{3\pi}{G \rho_0 \tau^2}$, 10^{-5}	171,8	50,2	19,2	3,71	3,88
v_{2R}^* , км/с	2,55	2,02	2,74	2,43	2,64
T_S , К		103	103	103	96
X	0,2	0,932	0,675	0,635	0,655
r_1 , км	950	1450,5	1898	1669	1818
p_{c0} , кбар	57,3	30,7	36,2	27,1	32,7
p_{ms} , кбар	42,8	1,56	17,7	10,2	11,4
p_{c1} , кбар	74,2	37,7	73,4	57,7	67,9
I_2^*	0,38	0,363	0,307	0,253	0,25

*) $R_J = 71\ 398$ км, $R_S = 60\ 330$ км.

двухслойной модели I_2^* . Для ледяных спутников Сатурна хорошим приближением является однородная модель, в которой И и ТК компоненты равномерно перемешаны (см. табл. 32).

Ио является в вулканическом отношении самым активным телом в Солнечной системе. Из-за диссипации приливной энергии в спутнике его средняя плотность теплового потока $(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^3$ эрг/см² · с чрезвычайно велика, а недра сильно разогреты и дифференцированы. Ядро спутника состоит из эвтектического раствора Fe—FeS с $\rho_1 = 5$ г/см³, а мантия — из обычных горных пород с $\rho_2 = 3,28$ г/см³. Считается, что Ио образовалась из гидратированных силикатов, а после дегидратации в недрах спутника вода была выброшена в космическое пространство в результате активного вулканизма.

Европа также образовалась из гидратированных силикатов. В разогретых недрах спутника произошло разделение на воду и сухие горные породы. Таким образом, в простейшей модели Европа имеет обширное ядро, состоящее из дегидратированных горных пород с плотностью $\rho_1 = 3,52$ г/см³, равной средней плотности Ио, и паружную оболочку из воды с $\rho_2 = 1$ г/см³. Параметры этой модели приведены в табл. 31.

Сходные радиусы и средние плотности Ганимеда, Каллисто и Титана позволяют их объединить в одну группу. По терминологии § 10.5 Ганимед построен из ТКЛ III компоненты. Каллисто состоит из ТКЛ II и ТКЛ I компонент. Титан должен иметь состав, близкий к составу Каллисто. Однако Каллисто, видимо, потеряла метановую компоненту, а на Титане CH₄ входит в состав газов атмосферы, поэтому не исключено, что поверхность спутника покрыта метановым океаном. Тела, формировавшие Каллисто и Титан, содержали NH₃ и CH₄ в виде кристаллогидратов NH₃ · H₂O и CH₄ · 7H₂O. Температуры плавления этих веществ низки (170 К и 95 К), и они могли выплавляться при образовании спутников из планетезималей. В настоящее время ввиду скудности данных разумно рассмотреть внутреннее строение всех трех спутников на основе упрощенной двухкомпонентной модели для химического состава: горные породы — лед H₂O. Однако и такая простая модель достаточно неопределенна из-за того, что трудно сделать надежный вывод о начальной степени дифференциации, которая сопровождала образование спутника. В то же время модель сложна из-за обилия полиморфных модификаций льда H₂O.

Данные наблюдений и параметры моделей ледяных спутников Сатурна

	Мимас S1	Энцелад S2	Тетис S3	Диона S4	Рея S5	Япет S8
Год открытия и его автор	1789 У. Гершель	1789 У. Гершель	1684 Дж. Д. Кассини	1684 Дж. Д. Кассини	1672 Дж. Д. Кассини	1671 Дж. Д. Кассини
Радиус орбиты a , тыс. км	185,540	238,040	294,670	377,420	527,100	3560,800
a/R_S	3,075	3,946	4,884	6,256	8,737	59,022
Период τ , сут	0,9424	1,3702	1,8878	2,7369	4,5175	79,33
r_0 , км	196 ± 3	250 ± 10	530 ± 10	560 ± 5	765 ± 5	730 ± 10
m_0 , 10^{23} г	$0,375 \pm 0,0008$ $(0,455 \pm 0,054)$	$0,84 \pm 0,3$	$7,55 \pm 0,90$	$10,5 \pm 0,3$	$24,9 \pm 1,5$	$18,8 \pm 1,2$
ρ_0 , г/см ³	$1,19 \pm 0,05$ $(1,44 \pm 0,18)$	$1,2 \pm 0,4$	$1,24 \pm 0,16$	$1,43 \pm 0,06$	$1,33 \pm 0,09$	$1,16 \pm 0,09$
g_0 , см/с ²	7,9	8,4	18	22,4	28,4	23,6
$q = \frac{3\pi}{G\rho_0^2}, 10^{-4}$	148	84	43,9	17,7	6,97	
v_{2K} , м/с	176	205	437	501	659	587
T_S , К	74	74	74	74	74	74
X	0,428	0,233	0,243	0,421	0,347	0,193
r_{11} , км	110	108	232	311	389	292
ρ_{c0} , бар	110	126	577	897	1445	999
I_2^*	0,316	0,346	0,336	0,317	0,326	0,348

Наконец, совершенно не ясно, произошла ли дегидратация горных пород в недрах этих спутников. В табл. 31 приведены данные для двухслойных моделей с $\rho_1 = 3,52 \text{ г/см}^3$ и $\rho_2 = 1 \text{ г/см}^3$.

Неповторимые черты каждого из ледяных спутников Сатурна (см. табл. 32) указывают на то, что все они, вероятно, в той или иной степени обнаруживали эндогенную активность. Эти спутники — холодные тела, но их магмами могли быть $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$, $\text{CH}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ и другие низкотемпературные конденсаты. Поэтому разумно предположить, что недра этих спутников построены из смеси льдов H_2O и гидратированных горных пород (с плотностью $\sim 3 \text{ г/см}^3$), и в первом приближении принять для них однородные недифференцированные модели.

ЛИТЕРАТУРА

- Артюшков Е. В. Геодинамика.— М.: Наука, 1979.
- Белоусов В. В. Основы геотектоники.— М.: Недра, 1975.
- Ботт М. Внутреннее строение Земли.— М.: Мир, 1974.
- Буллаен К. Е. Плотность Земли.— М.: Мир, 1978.
- Верхняя мантия/Под ред. А. Ритсеми; пер. с англ.— М.: Мир, 1975.
- Гутенберг Б. Физика земных недр.— М.: ИЛ, 1963.
- Жекобс Дж. Земное ядро.— М.: Мир, 1979.
- Жеффрис Г. Земля.— М.: ИЛ, 1960.
- Чарков В. Н., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— М.: Наука, 1968.
- Чарков В. Н., Паньков В. Л., Калачников А. А., Оснач А. И. Введение в физику Луны.— М.: Наука, 1969.
- Чарков В. Н., Трубицын В. П. Физика планетных недр.— М.: Наука, 1980.
- Гаула У. Введение в физику планет земной группы.— М.: Мир, 1971.
- Гусков О. Л., Хитаров П. И. Термодинамика и геохимия ядра и мантии Земли.— М.: Наука, 1982.
- Юбимова Е. А. Термика Земли и планет.— М.: Наука, 1968.
- Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли.— М.: Недра, 1965.
- Океанология. Т. 2: Геофизика океана. Геодинамика/Под ред. А. С. Мошина и О. Г. Сорохтина.— М.: Наука, 1979.
- Палеомагнитология/Под ред. А. Н. Храмова.— Л.: Недра. Ленинградское отделение, 1982.
- Реллинен Л. П. Высшая геодезия.— М.: Недра, 1978.
- Планеты и спутники/Под ред. А. Дольфюса; пер. с англ.— М.: Мир, 1974.
- Плотины твердой Земли/Под ред. Ю. Робертсона; пер. с англ.— М.: Мир, 1975.
- Прингвуд А. Е. Происхождение Земли и Луны.— М.: Недра, 1982.
- Рагинов М. У. Лунная гравиметрия.— М.: Наука, 1979.
- Рифонов В. С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет.— М.: Наука, 1969.
- Собственные колебания Земли/Под ред. В. Н. Жаркова; пер. с англ.— М.: Мир, 1964.
- Спутники планет/Под ред. Дж. Бериса; пер. с англ.— М.: Мир, 1980.
- Тейлор Ф. Физика Земли.— М.: Мир, 1972.
- Терхуген Дж., Тернер Ф., Вейс Л., Вархавинг К., Файф У. Введение в общую геологию.— М.: Мир, 1974, т. 1, 2.
- Мидт О. Ю. Четыре лекции о теории происхождения Земли.— 3-е изд.— М.: Изд-во АН СССР, 1957.
- Питер: Т. I. Происхождение и внутреннее строение. Спутники/Под ред. Т. Герелса; пер. с англ.— М.: Мир, 1978.
- Новский В. М. Земной магнетизм.— Л.: Изд-во Ленингр. гос. ун-та, 1978.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адамса — Вильямсона* уравнение 156, 157, 167
- Адиабатические температуры в мантии Земли 200, 204, 298
— — в ядре Земли 203—205
- Адиабатический градиент температуры 125, 174, 187, 200, 202, 204, 274—276
— процесс 199, 275—276
- Адиабаты уравнение 200, 203, 356
- Актуализма принцип 218
- Альвена* теорема 112
- Андезиты 239
- Анортозит 370
- Астеносфера Земли 93, 160, 189, 212, 258, 289
- Афтершоки 40
- Базальты земные 139
— лунные 370, 379, 383
- Безразмерный момент инерции Земли 61, 62
- Бернала* гипотеза 141, 143
- Бреди* теория предвестников 52—55
- Булена* модели Земли 159
- Вайна и Мэтьюза* гипотеза 210, 211
- Вакансии см. Дефекты кристаллической структуры
- Вековые вариации магнитного поля 106, 107, 114
- Венера, магнитное поле 308, 313, 314
—, минералогические зоны мантии 321
—, модель и состав 320, 329, 334
—, палеопериод вращения 311
—, распределение температуры, давления и вязкости 320, 338, 339
- Венера, резонанс первого и второго рода 315
—, уравнение состояния 316—319
—, физические параметры 308, 310
- Видемана — Франца* закон 177
- Водород 344, 349, 355
- Возраст Земли, Луны и метеоритов 217, 226, 227, 396
— лунных пород 396
- Время предвестника 53—55
- Вязкость астеносферы 160, 183, 197
— дислокационная (пластическая) 184—186
— диффузионная 181—183, 186
— жидких ядер планет 178
— земных недр 71, 95, 96, 178
— коры и мантии 178—189, 192, 194, 293, 299
— недр планет земной группы 337
- Генерация тепла в недрах Земли 123, 128
- Геонд 68, 69, 305, 306, 385
- Геомагнитная шкала времени 210, 229—232, 248
- Геометрическое расхождение волн 27
- Геопотенциал 68
- Геотермический градиент 122
- Геохронология Земли 219, 228
- Гидромагнитного динамо теория 109, 269
- Глубинное сейсмическое зондирование на Луне 368, 370
- Годограф 18, 20
- Горные породы 136—137
- Горячие точки (ГТ) 216, 240, 255, 299, 300
- Гравитационная конвекция 116

- Гравитационные моменты Земли 64—66
 — — планет-гигантов 343, 347, 348
 — — планет земной группы 308, 309, 331
 Гравитационный потенциал Земли 59, 60, 66, 84
 — — Луны 384
 — — Юпитера и Сатурна 343
 Графики плавучесть — напряжение 291
Гриффитса теория трещин 50—51
 Групповая скорость 89
Грюнайзена параметр 171, 173, 203, 354
- Давление в центре Земли 132, 151, 155, 206
 — и состав базальта 139—141
 — потенциальное и тепловое 354
 —, распределение в Земле 154—156, 159, 170, 171
 Дебаевская температура 171—173, 199, 203
 — частота 172, 173
 Дефекты кристаллической структуры 179—182, 184, 185
 Деформация пластическая 184, 185
 — при ползучести см. Ползучесть
 — уругая 50, 75
Джеффриса годографы 20
 — *Гутенберга* модель Земли 16, 84, 85, 158
 Дилатансия 52, 54
 Дилатация 52
 Дислокации см. Дефекты кристаллической структуры
 Дисперсионные кривые 23, 89
 Дисперсия волн 22
 Дисшиативная функция 28, 89—94, 97—101, 299
 Дифрагированные волны 20, 21
 Рейф континентов 209, 232
Юлонга и *Пти* закон 174
- Замедление вращения Земли 73, 74, 76
 Задний дрейф геомагнитного поля 104, 111, 114, 117
- Затухание сейсмических волн 25, 28, 29, 91
 — собственных колебаний 28
 Затухания коэффициент 28, 91
 Землетрясения, интенсивность 31
 —, класс 48
 —, магнитуда см. Магнитуда землетрясений
 —, механизм очага 35—43
 —, подобие 43
 —, частота повторяемости 34
 Земная кора 14, 29, 92, 128, 129
 Зона тени 14, 21
- Изостатическое равновесие 70
 Изохроны годографов 14
 — при определении возраста пород 223—227
 Изэнтропический процесс см. Адиабатический процесс
 Инверсии геомагнитного поля 105, 210, 229—231
 Искусственные спутники 65, 69, 71
- Каулинга* теорема 109
 Квадрантное распределение первых вступлений 36, 37
Клеро теорема 58
 Конвекция в мантии 188—190, 211, 215, 257, 262, 270—289, 293
 — в ядре 109, 113, 125
 —, эффективность 273, 274, 280, 282
 Космохимические вещества 352, 355
 Критерий конвективной неустойчивости 276—278, 284
 Крутильные колебания 82—84, 89
- Лежандра* полиномы 64
Линдемана формула 183, 204
 Литосфера Земли 160, 189—192, 212
 — —, рождение и уничтожение 210
 Литосферные плиты 213, 235, 236, 240, 248, 258
 — —, границы 237, 238
Лодочникова — *Рамзея* гипотеза 151

- Луна 24—26, 366
 —, безразмерный момент инерции 62
 —, литосфера и астеносфера 374, 375, 397
 —, механическая добротность 374
 —, модель 155, 366
 —, напряжения 385, 388
 —, состав 329, 370, 374, 375, 377—379, 382, 383
 —, фракционная кристаллизация 380—383
 —, эволюция орбиты 73, 76, 399
Лява волны 21—23
 — числа 77, 99
- Магнитные аномалии в океане 210, 230, 231
 Магнитный потенциал 106
 Магнитуда землетрясений 29—34
 —, связь с классом землетрясения 48
 —, — с сейсмическим моментом 43
 МАК-волны 113, 117
 Мантия Земли 14, 29, 92, 119, 124, 173, 175
 — —, состав 137—139, 141, 143, 167—169, 379
 — —, теплопроводность 174—177
 — —, электропроводность 119, 120
 Марс, безразмерный момент инерции 309
 —, вязкость мантии 338
 —, магнитное поле 308, 313, 341
 —, минералогические зоны мантии 326
 —, модель 320, 323—325, 337
 —, распределения плотности, температуры, давления и вязкости 323, 339
 —, состав 322—325, 329, 340
 —, физические параметры 308, 309, 338, 339
 Масконы 386—388
 Мезосфера 255
 Меркурий, магнитное поле 308, 314, 327, 341
 —, модель 327, 328, 336, 341
 —, палеопериод вращения 311
 —, распределения давления, плотности, температуры и вязкости 327, 328, 340, 341
- Меркурий, состав 322, 328, 329
 —, физические параметры 308
 Механизм очага землетрясения и тектоника плит 260, 261
 Механическая добротность 28, 29, 90, 91, 100
 Микросейсмы 12
 Модели движения плит 252—257
 — Земли 84, 94, 97—99, 153, 199
 — — оптимальные 162
 — — параметрические 163—167, 200
 — — реальные 155, 159
 — — стандартные 162
 — — физические 170
 Модель Земли эволюционная геохимическая 264
 — очага землетрясения 37—41
 Модули упругости 13, 50, 90, 95—101
 Момент инерции безразмерный 61, 62
Мохоровичича граница 14
- Накано* задача 37, 38
 Напряжение сброшенное (снятое) 39, 42, 47
 Напряжений распределение на Земле 40, 41
 — релаксация 189
 — тензор 37, 38
 Напряжения 37, 67, 90, 261
 — в литосфере Земли 194, 197, 213
 — в недрах планет земной группы 330—337
 Неидеальная упругость земных недр 27, 73, 75, 90, 92, 95, 100, 101
 Нептун, данные наблюдений 351
 —, модель 354, 362
 —, состав 330, 349
 Новая глобальная тектоника (НГТ) 210, 213, 244
 Подальние линии и плоскости 37, 38, 40
 Нулевая изотерма 354, 356
Нуссельта число 282, 283
- Обменные волны 18
 Обратные задачи геофизики 162
 «Океан магмы» 380, 382, 383
 Океанические желоба 238, 239, 244
 Островные дуги 238

- Параметры планет-гигантов 351
 — планет земной группы 308
 Плоскость разрыва 39, 40
 Плотности распределение в
 Земле 15, 17, 60—62, 156—159
 Плотность конденсата в зонах
 формирования планет 328
 Плутон 363
 Плутоны 216, 240, 243, 256
 Ползучесть 192—198
 Полюс вращения плиты 249—
 253
 Полярность геомагнитного поля
 см. Инверсии геомагнитного
 поля
 Поперечные сейсмические вол-
 ны 13, 15—17, 28, 47
 — — —, скорость 13, 15—17, 47,
 54, 160, 161
 Грандтля число 280
 Предвестники землетрясений
 45—50, 52, 53
 Прецессия земной оси 61
 Приливное трение 73—76
 Приливообразующий потенциал
 76
 Приливы 72—77, 100
 Продольные сейсмические вол-
 ны 13, 15—17, 28, 47
 — — —, скорость 13, 15—17, 47,
 54, 161
 Проектирование сферы на плос-
 кость 233
 Радиальные колебания 83
 Радиоактивного распада закон
 219, 220
 Радиоактивности убывание с
 глубиной 128, 129
 Радиоактивные методы датиро-
 вания 220—228
Адо — *Дарвина* формула 309
 Ассенирующие зоны мантии
 Земли 26
 Ассенирование энергии 25, 27, 94
 Аголит 369
 Агглютация модуля сдвига 90
 — напряжений см. Напряженный
 релаксация
 — тепловая 267, 268, 298
 Геологические модели литосфе-
 ры 191—198
 — — мантии 189, 192
 Геология 95, 199
 Геперных точек метод 125
 Геренц-эллипсоид 69
 Рифт 34, 40, 191, 213, 237
 Роль волны 21—23
 — число 278, 282, 284, 285, 294,
 295
 Самодиффузия коэффициент 181
 Сатурн, данные наблюдений 350,
 351
 —, дифференциальное вращение
 350
 —, магнитное поле 361
 —, модель 354, 357
 —, плотность 343
 —, поток тепла 349, 361
 —, состав 330, 345, 360
 Сейсмические волны 13, 17, См.
 также Продольные и Попереч-
 ные сейсмические волны
 — — объемные 13, 15, 17, 27, 73
 — — поверхностные 13, 21—24,
 27, 73
 Сейсмический момент 42
 — параметр 156
 Сейсмограмма 24—26
 Сжатие Земли 58, 59, 179
 Силикаты 133—136
 Скин-эффект 118
 Скорости фазовые и групповые
 23
 Слой пониженных скоростей в
 Земле 15, 22
 — — — в Луне 372
 Собственные колебания Земли
 73, 78
 — частоты 79, 81, 172
 Спектр мощности 79
 Спектральная плотность 79
 Спреддинг 210, 250
 Средне-океанические хребты
 213, 237, 244
 Субдукция зоны 236, 239, 258,
 259, 287
 Сферические функции 63—65,
 83, 104
 Сферический анализ 64, 104
 Сферопальные колебания 82—
 85, 89
 Твердого тела модели 171, 172
 Тектоносфера 255
 Температура в мантии Земли
 124—127, 143, 168, 187, 204, 298
 — в ядре Земли 124—125, 132,
 203—206
 — остывания Земли 130, 131

Теория упругой отдачи 36
Теплового баланса уравнение 305

Тепловой погранслои 93, 120, 126, 280—286, 294—301, 304, 305

— поток 122—124, 128—130, 205, 206, 264, 300, 302, 394

Тепловыделение в Земле и метеоритах 115, 116, 266—268, 271—273

Теплозапирающий слой 177

Теплопереноса механизмы 125

Теплопроводности коэффициент 174, 177, 206

Теплота плавления ядра 205

Толенты 239, 240, 271

Трансформные разломы 213, 236, 238, 245

Углистые хондриты 263, 268

Угол выхода сейсмических волн 19

Уравнение состояния 151, 157, 354

— — водорода 356

Уран, данные наблюдений 350, 351

—, модель 354, 362

—, состав 330, 349

Ускорение силы тяжести в недрах Земли 154—157, 159

— — на поверхности Земли 58

Фазовая диаграмма 143, 144, 148, 149, 168

— скорость 89

Фазовые переходы 16, 120, 141, 152, 167, 200—202

Фазы-предвестники 26

Фигура Земли 59

— Луны 384

— планет-гигантов 346

Фоня 172

Чандлеровское колебание 99—101

Эйлера теорема 248, 249

Эльзассера модель конвекции 262

Энергия активации 194

— вязкой диссипации 277

— землетрясения 30, 34, 48

—, источники 127, 129, 131, 263, 395

— поверхностная 50, 52

—, связь с магнитудой 32—34

— упругая очаговой области 42

— — сейсмических волн 27, 42

Энтропия 199, 200, 206, 360

—, связь с дебаевской температурой 199

Эпейрогенические движения 212

Юпитер, данные наблюдений 350, 351

—, диссипативная функция 349

—, дифференциальное вращение 350

— магнитное поле 349, 361

—, модель 348, 354, 357

—, плотность 343

—, поток тепла 349, 361

—, состав 330, 345, 360

Ядро, вязкость 115, 178

—, дифференциальное вращение 111, 112

— Земли 15, 29, 173, 175

— — внешнее 16, 92, 120, 203, 204

— — внутреннее 16, 21, 92, 205

—, кривая плавления 203—205

—, модуль упругости 203, 206

—, параметр Грюнайзена 173, 203

—, состав 151, 157

—, температура 124—125

—, теплопроводность 177

—, электропроводность 120

Владимир Наумович Жарков
ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ И ПЛАНЕТ

Редактор *В. А. Пантиева*
Техн. редактор *И. Ш. Аксельрод*
Корректор *О. А. Бугусова*

ИБ № 12255

Сдано в набор 20.12.82. Подписано к печати
02.08.83. Т-14285. Формат 84×108¹/₃₂. Бумага
кн.-журнальная. Обыкновенная гарнитура. Вы-
сокая печать. Условн. печ. л. 21,84. Уч.-изд.
л. 23,61. Тираж 50 000 экз. Заказ № 448. Цена
90 коп.

Издательство «Наука»
Главная редакция
физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства «Наука»
630077, Новосибирск, 77, Станиславского, 25

