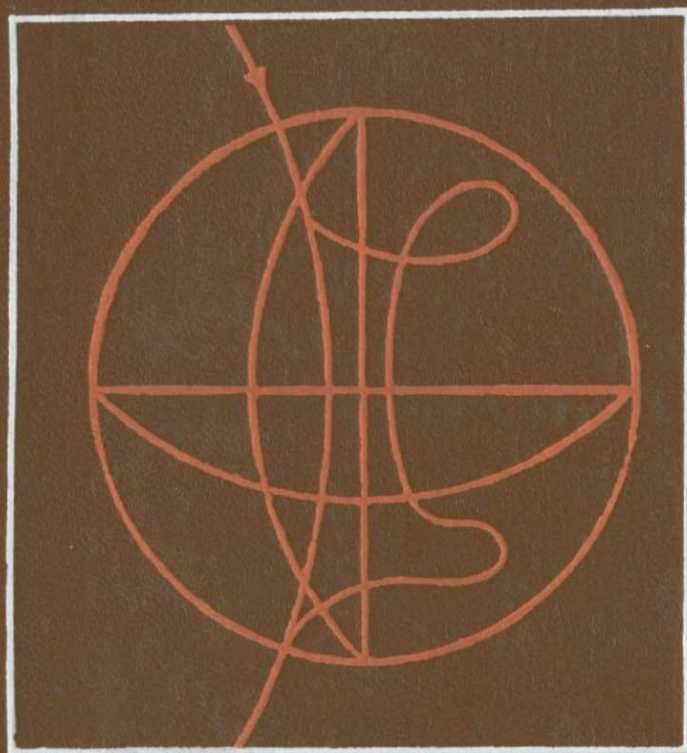


ДЖ. ДЖЕКОБС

# ЗЕМНОЕ ЯДРО





J. A. JACOBS

# **The Earth's Core**

Department of Geodesy and Geophysics  
University of Cambridge, England

1975

Academic Press

*London New York San Francisco*

A Subsidiary of Harcourt Brace Jovanovich, Publishers

ДЖ. ДЖЕКОБС

# ЗЕМНОЕ ЯДРО

*Перевод с английского*  
канд. физ.-мат. наук  
А.О. Глико и А.И. Лутикова

*под редакцией*  
д-ра физ.-мат. наук, проф.  
Л. Н. Рыкунова

2830

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»  
МОСКВА 1979



В небольшой по объему книге известный английский геофизик обобщил основные результаты, касающиеся физических свойств, происхождения и состава земного ядра, а также его роли для планеты в целом и ее эволюции. Рассмотрен вопрос о ядрах других планет.

Книга снабжена богатой библиографией, иллюстрирована многочисленными графиками. Она рассчитана на геофизиков, геологов, геохимиков, лиц, занимающихся космическими исследованиями, а также студентов старших курсов соответствующих специальностей.

*Редакция литературы по космическим исследованиям,  
астрономии и геофизике*

2604030300

Д  $\frac{20801-112}{041(01)-79}$  112-79

© 1975 by Academic Press Inc. (London) Ltd.

© Перевод на русский язык, "Мир", 1979

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Первое упоминание о существовании земного ядра и оценка его размеров относятся к началу нашего века. Более поздние работы, уточнившие строение и свойства ядра, показали, что выделена одна из важнейших составных частей нашей планеты.

Интерес к ядру особенно возрос в связи с проблемой происхождения земного магнитного поля, потребовавшей более детальных сведений о геометрии ядра, его механических и электрических свойствах, тепловой истории, составе и т.д.

В настоящее время этот интерес не только не иссякает, но и постоянно растет. Дело в том, что ядро не может не оказывать существенного влияния на многие другие процессы глобального характера, происходящие и происходившие в Земле и как-то проявляющиеся на ее поверхности. Более того, в целом ряде случаев существование ядра и его динамика, по-видимому, являются определяющими факторами эволюции планеты.

Чрезвычайно большое значение имеют сведения о ядре Земли для развивающегося на новой основе сравнительного изучения планет и для решения вопроса о происхождении Солнечной системы.

Вот почему закономерно появление книги, специально посвященной земному ядру, перевод которой на русский язык предлагается вниманию читателя. Книга написана известным английским геофизиком Дж. Джекобсом, который сам внес немалый вклад в развитие наших знаний о ядре Земли. Эта книга выгодно отличается от других опубликованных работ по данной теме прежде всего тем, что она посвящена не частным вопросам, а проблеме ядра в целом и содержит обзор практически всей информации, которая была получена к моменту ее выхода в свет. Приведенная автором библиография содержит более 700 наименований. Автор анализирует теоретические и экспериментальные результаты, полученные разными исследователями, излагая различные точки зрения, отраженные в литературе. Пред-

ставляется, что такой подход наиболее приемлем в настоящее время, если учесть отсутствие установившихся взглядов на целый ряд проблем в физике Земли и земного ядра.

Несмотря на то что книга насыщена сведениями из самых различных областей, автору удалось сохранить достаточно высокую степень однородности и простоты изложения при общем высоком научном уровне. Сложные математические выкладки практически отсутствуют, а там, где к математическому аппарату приходится прибегать, как правило, дается физическая формулировка выводов. Это обстоятельство может существенно расширить круг читателей книги.

Книга будет несомненно полезна для специалистов, занятых исследованием Земли и планет во всем диапазоне геофизических дисциплин. Она может служить также хорошим учебным пособием для студентов старших курсов и аспирантов геофизического, геологического и геохимического профилей.

В конце книги с любезного разрешения автора приведен дополнительный список основных советских работ, касающихся проблемы ядра Земли и не вошедших в библиографию Джекобса. Большая часть этих работ опубликована после выхода книги в свет.

*Л.Н. Рыкунов*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Самые глубокие недра Земли человеку недоступны, и никакими прямыми измерениями нельзя определить их физические свойства. В последнее время в геофизике большое внимание уделяется обратным задачам. Их суть состоит в определении какого-либо физического параметра Земли на глубине по совокупности наблюдений на ее поверхности. Сведения о земном ядре мы черпаем из самых разных источников, важнейшими из которых являются сейсмические и геомагнитные данные. Информации, полученной с помощью этих дисциплин, посвящена большая часть книги.

Роль земного ядра важна для понимания многих геофизических явлений. Движения в жидком ядре создают магнитное поле Земли, некоторые вариации продолжительности суток возникают в результате взаимодействия мантии и ядра. Появление искусственных спутников и полеты космических аппаратов к Луне и планетам земной группы пробудили интерес к внутренним свойствам этих тел. Некоторую информацию об их внутреннем строении уже дали измерения их магнитного поля. Вопросу о ядрах других планет посвящена последняя глава.

Июль 1975 г.

*Дж. А. Джекобс*

## Основные физические свойства Земли

### 1.1. Введение

Эта книга посвящена ядру Земли — самым глубоким областям нашей планеты. Прямыми измерениями нельзя определить ни одно из его физических свойств, и мы порой больше знаем о далеких звездах, чем о глубоких недрах Земли. Тем не менее ядро играет ключевую роль во многих геофизических исследованиях; в частности, считается, что магнитное поле Земли возникает вследствие движений в жидком внешнем ядре (разд. 4.2).

Ядро, радиус которого равен примерно половине радиуса Земли, состоит из жидкого внешнего ядра и, по-видимому, твердого внутреннего ядра; между этими двумя областями могут существовать одна или несколько переходных зон. Радиус внутреннего ядра составляет приблизительно одну пятую радиуса Земли; таким образом, хотя его линейные размеры достаточно велики, объем внутреннего ядра равен лишь 0,007 объема всей Земли.

Геофизика — наблюдательная наука, и наша задача состоит в том, чтобы производить наблюдения и объяснять их с помощью научно обоснованных теорий. Для этого мы предлагаем модели, которые приблизительно правильно описывают условия в реальной Земле, и пытаемся решать проблему в такой идеализированной ситуации. Можно рассмотреть целый ряд моделей все возрастающей сложности, но нельзя забывать, что они — только модели и что в действительности Земля может "вести себя" совсем иначе. Для любой модели все предположения и ограничения должны быть четко сформулированы, и их всегда надо иметь в виду, оценивая успех той или иной теории.

Математические уравнения, описывающие большинство физических явлений, часто нелинейны и чрезвычайно сложны, так что в общем случае невозможно получить аналитическое решение. Иногда для того, чтобы сделать какие-то предварительные выводы, используют рассуждения о порядках величин, но надо остерегаться обилия такого рода "арифметики", чтобы не увлечься своеобразной "магией

чисел в геофизике" [94]. Известно, что интуиция в подобных случаях — плохой советчик. Более того, расчеты по порядку величины часто могут приводить к противоречивым результатам из-за того, что в первоначальные уравнения вводились чрезмерные упрощения.

Наше представление о недрах Земли складывается из информации, полученной рядом наук — физики, химии, астрономии и геологии. Фундаментальной проблемой геофизики является определение некоторого физического параметра (например, плотности) из системы наблюдений, произведенных на земной поверхности. Этой, как она называется, "обратной" задаче в последние годы уделяется много внимания, особенно в США и СССР, и мы рассмотрим ее подробнее в разд. 1.5. Она была сформулирована с помощью весьма сложного математического аппарата, но использование современных вычислительных машин позволяет получать полезную информацию, несмотря на неопределенность и неоднозначность моделей Земли.

На XV Генеральной ассамблее Международного геодезического и геофизического союза, проходившей в Москве в августе 1971 г., был учрежден комитет для выработки рекомендаций относительно Стандартной модели Земли (СМЗ), описывающей распределения различных физических свойств в земных недрах. От упомянутой модели Земли требуется, чтобы она удовлетворяла средним значениям радиуса Земли  $R$ , массы  $M$  и  $z$  ( $I = zMR^2$ , где  $I$  — средний момент инерции Земли). Необходимо также учитывать данные, полученные из записей объемных и поверхностных сейсмических волн, а также собственных колебаний Земли. К этому надо добавить множество сведений из других источников, включая данные о земных приливах, теорию конечных деформаций и физику твердого тела, лабораторные эксперименты на образцах горных пород (включая эксперименты с ударными волнами при давлениях порядка 4 млн. атм) и данные из других дисциплин, таких, как физика планет, геология и геохимия.

Комитет по Стандартной модели Земли учредил ряд подкомиссий для изучения отдельных сторон проекта СМЗ. На заседании в Лиме в августе 1973 г. было решено опубликовать некоторые предварительные доклады, подготовленные этими подкомиссиями, и сейчас они опубликованы в журнале "Physics of the Earth and Planetary Interiors", 9, 1 — 44, 1974.

## 1.2. Годографы сейсмических волн и кривые распределения скорости с глубиной

Основным источником информации о недрах Земли является сейсмология. Возникающие при землетрясении упругие волны распространяются по всей Земле и могут наблюдаться на множестве сейсмических станций, разбросанных по всему миру. Теория распространения упругих волн излагается в любом руководстве по сейсмологии (см., например, [35]) и здесь приводиться не будет. Существуют два различных типа упругих волн:  $P$  и  $S$ .  $P$ -волна является волной сжатия — разрежения и связана с изменением объема. Движение среды происходит вдоль направления распространения возмущения, так что у  $P$ -волны отсутствует поляризация.  $S$ -волна — это волна сдвига, при которой деформация происходит без изменения объема.  $S$ -волны являются поперечными и, следовательно, обладают поляризацией. Кроме того, имеются поверхностные волны, дающие важную информацию о слоистой структуре земной коры. В последнее время длиннопериодные поверхностные волны были использованы для получения дополнительных сведений о более глубоких областях Земли.

Можно показать, что скорости волн  $P$  и  $S$  определяются формулами

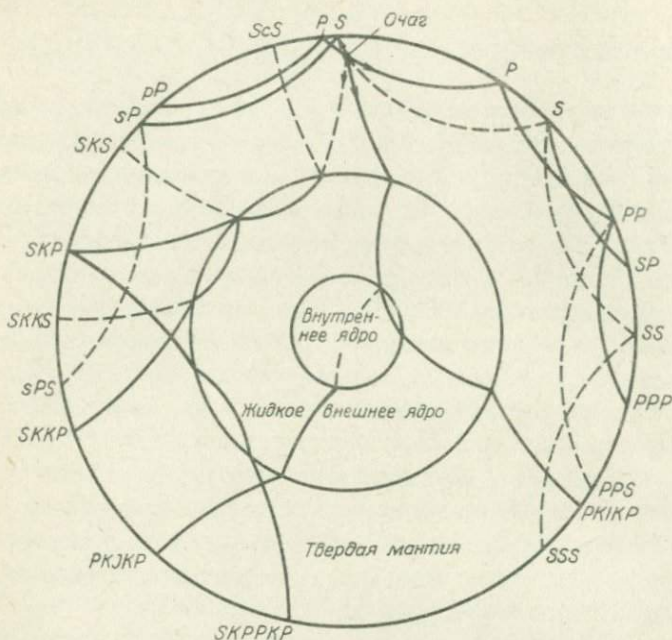
$$V_P = \sqrt{(k_s + 4\mu/3)/\rho}, \quad (1.1)$$

$$V_S = \sqrt{\mu/\rho}, \quad (1.2)$$

где  $k_s$  — объемный, или адиабатический, модуль всестороннего сжатия;  $\mu$  — модуль сдвига и  $\rho$  — плотность. Таким образом,  $V_P$  и  $V_S$  зависят только от упругих параметров и плотности среды. В частности, если модуль сдвига равен нулю,  $V_S = 0$ , т.е. поперечные волны не могут распространяться в жидкости. Из уравнений (1.1) и (1.2) можно записать

$$\Phi = \frac{k_s}{\rho} = V_P^2 - \frac{4}{3} V_S^2. \quad (1.3)$$

Когда упругая волна встречается на своем пути резкую границу раздела двух сред с различными свойствами, она частично отражается, а частично, преломившись, проходит во вторую среду; законы отражения и преломления аналогичны тем, которые применяются в геометрической оптике. Однако случай упругих волн является более



Р и с. 1.1. Характерные сейсмические лучи в Земле [34].

сложным, поскольку при отражении и преломлении могут возникать одновременно оба типа волн  $P$  и  $S$ . Теория распространения основывается на принципе Ферма, согласно которому упругая волна выбирает самый быстрый путь между двумя точками. Это не означает, что существует только один путь; может быть несколько различных путей, но каждый из них должен удовлетворять принципу минимального времени пробега относительно малого изменения длины пути.

На рис. 1.1 изображены возможные типы отражений и преломлений упругих волн на границах раздела внутри Земли. Рисунок также поясняет обозначения, используемые для различных фаз. При отражении  $P$ -волн от поверхности Земли могут одновременно возникать  $P$ - и  $S$ -волны (называемые соответственно  $PP$ - и  $PS$ -волнами). Аналогично этому при отражении от поверхности  $S$ -волна дает и  $P$ - и  $S$ -волны (называемые соответственно  $SP$ - и  $SS$ -волнами).

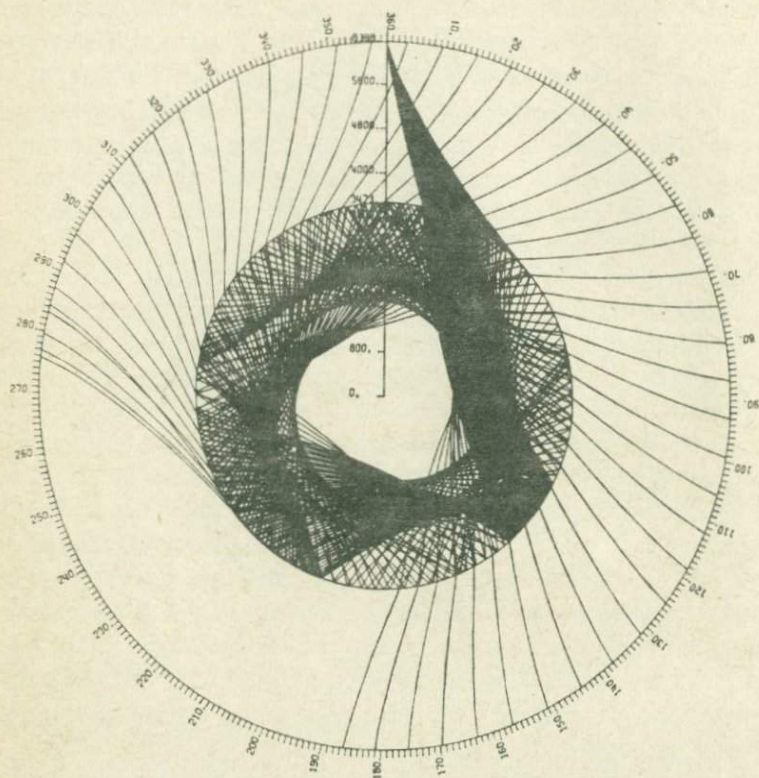
Буквами  $i$  и  $e$  обозначают соответственно отражения от границ внешнего и внутреннего ядра, а буквой  $h$  — отражение от поверхности слоя  $F$  (переходной зоны между внутренним и внешним ядром).

Буквы *K* и *I* используются для обозначения *P*-волн во внешнем и внутреннем ядре. Таким образом, *SKP* — это *S*-волна, которая, преломившись, прошла во внешнее ядро (непрерывно как *P*-волна) и, вторично преломившись, вернулась в мантию как *P*-волна. *S*-волны никогда не наблюдались во внешнем ядре, которое поэтому считают жидким. В то же время часто предполагают, что внутреннее ядро твердое, и для обозначения проходящих через внутреннее ядро *S*-волн (если они существуют) предложен символ *I*.

Не далее как в 1972 г. Джулиан и др. [109] заявили, что им удалось выделить на сейсмограммах фазу *PKJKP*; подтверждение их работы непосредственно установило бы существование модуля сдвига во внутреннем ядре. Для внутреннего ядра они получили  $V_S \approx 2,95$  км/с, что трудно согласовать со значением  $\sim 3,6$  км/с, полученным Гилбертом и др. [68] из анализа данных по собственным колебаниям Земли (см. разд. 1.3). Значение  $\sim 3,6$  км/с вытекает также из (*k*, *p*)-гипотезы Буллена (см. разд. 5.3). Возможно, что Джулиан с коллегами наблюдали фазу *SKJKP*, а не *PKJKP*. Дорнбос [50] предположил, что фаза *PKJKP* слишком слаба, чтобы ее можно было наблюдать. Многократные (*n*) внутренние отражения от границы мантия — ядро во внешнем ядре обозначаются как *nK*. Таким образом, *P7KP* — это *P*-волна, которая преломилась во внешнее ядро и испытала там семь внутренних отражений, прежде чем, вновь преломившись, вернуться в мантию как *P*-волна (рис. 1.2).

Времена вступления сейсмических волн различных типов могут быть определены из записей, сделанных на ряде станций. Поэтому можно построить годографы, т.е. зависимости времен вступления *T* от расстояния  $\Delta$  (измеренного в градусах дуги большого круга на поверхности Земли) между источником волн и сейсмической станцией. Построение годографов имеет длительную историю следовавших друг за другом приближений, точность которых увеличивалась.

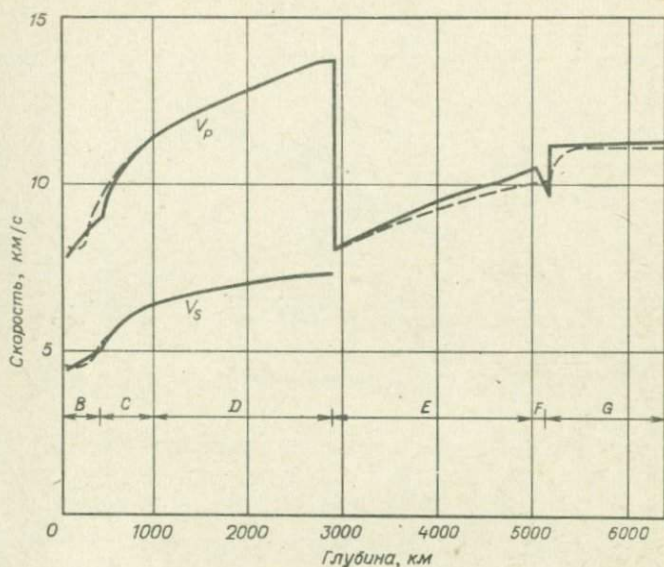
В 1931 г. Джеффрис исправил с помощью метода наименьших квадратов ранее построенные годографы [95, 101]. В 1935 г. совместно с Булленом он создал первый вариант таблиц Джеффриса — Буллена. В новые таблицы Джеффриса — Буллена были внесены важные усовершенствования. Впервые таблицы были опубликованы в 1940 г., в них приводились времена пробега не только для *P*- и *S*-волн, но и для отраженных и преломленных фаз. Подробности создания этих таблиц и ранней истории предмета можно найти в книге Буллена [35].



Р и с. 1.2. Лучевая картина для волны, семь раз отразившейся во внешнем ядре от границы мантия — ядро ( $P7KP$ ) (по Чепмену).

Усовершенствование процесса регистрации и использование сильных искусственных взрывов привели к исправлениям этих таблиц (см., например, [85]). Тем не менее создание таблиц Джеффриса — Буллена еще до появления быстродействующих вычислительных машин было колоссальным научным достижением. С помощью годографов можно рассчитать скорости  $P$ - и  $S$ -волн на любой глубине внутри Земли. Подробностей решения этой обратной задачи мы здесь приводить не будем (см., например, [34]).

На рис. 1.3 показан общий характер зависимостей скорости от глубины в Земле по Джеффрису и Гутенбергу. В 1940 — 1942 гг., основываясь на этих кривых, Буллен разделил Землю на ряд слоев.



Р и с. 1.3. Зависимость скоростей волн  $P$  и  $S$  от глубины [19]. — по Джеффрису, - - - по Гутенбергу.

С тех пор его номенклатура стала широко использоваться и, несмотря на неопределенности в положении (и реальности) границ между различными слоями, продолжает служить полезной основой при исследовании строения земных недр. Верхняя мантия состоит из слоя  $B$ , простирающегося от подошвы земной коры (слой  $A$ ) до глубины примерно 400 км, и слоя  $C$ , занимающего интервал глубин примерно от 400 до 1000 км и являющегося переходной зоной. Нижняя мантия, ниже глубины  $\sim 1000$  км, называется слоем  $D$ . Ядро делится на внешнее ядро  $E$ , переходную область  $F$  и внутреннее ядро  $G$ . В последние годы выявлены более тонкие особенности, преимущественно в верхней мантии (рис. 1.4) и у границы внутреннего ядра (слои  $B$ ,  $C$  и слой  $F$ ). При последующем рассмотрении физических свойств Земли мы сосредоточим внимание на ядре и самых глубоких областях мантии; не будут затронуты ни кора, ни слой пониженных скоростей в верхней мантии, ни возможные фазовые переходы в слое  $C$ .

Методы нахождения зависимостей скорости от глубины из кривых времен пробега неприменимы, если внутри Земли есть область, в которой скорость уменьшается с глубиной. В этом случае появится

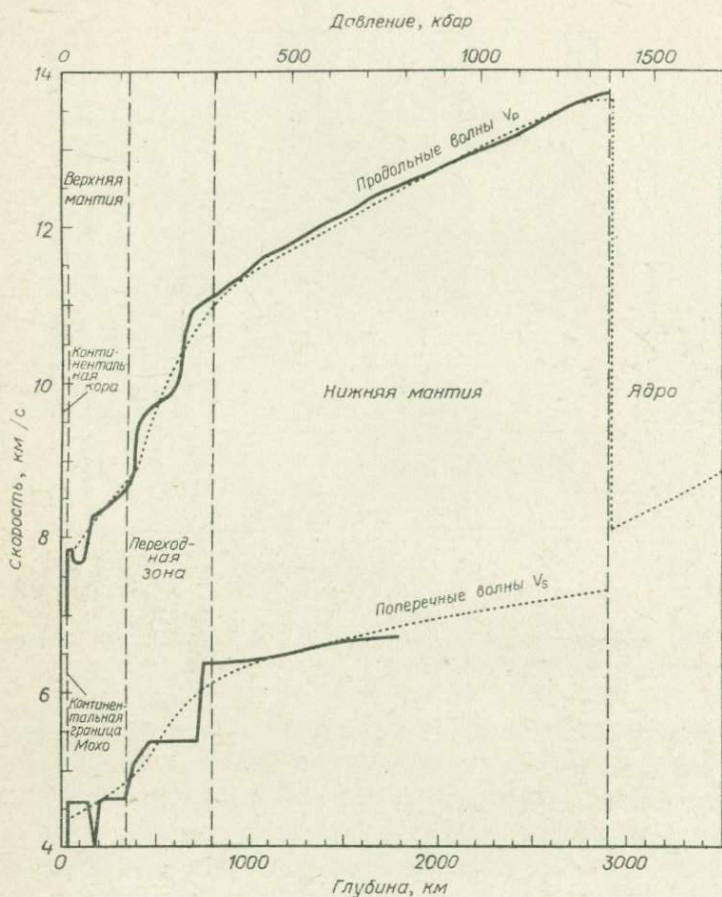
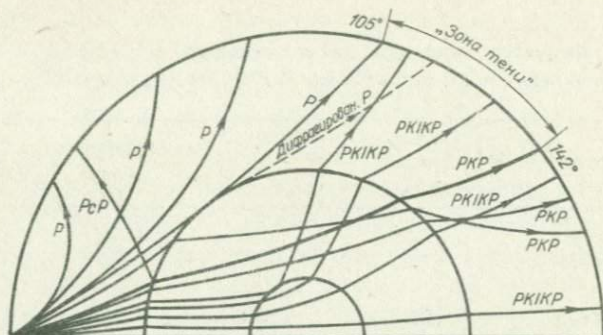


Рис. 1.4. Распределение скоростей сейсмических волн в мантии [138]:  $P$ -волны, сплошная кривая — [104, 105];  $S$ -волны, — сплошная кривая — [123]; пунктирные кривые для  $P$ - и  $S$ -волн — [96, 99].

некоторый участок расстояний  $\Delta$ , на котором не наблюдаются вступления волн от землетрясений (зона тени). Существует скачкообразное уменьшение скорости  $P$ -волн на границе мантии и ядра — данному разрыву соответствует зона тени в области  $105^\circ < \Delta < 143^\circ$ . Однако волны некоторых типов регистрируются в этом интервале расстояний, так что это не истинная зона тени (рис. 1.5). Амплитуды таких волн значительно меньше, и в течение многих лет их присутствие



Р и с. 1.5. Волны  $P$ ,  $PcP$ ,  $PKP$ ,  $PKIKP$  и дифрагированная  $P$  [34].

относили на счет дифракции на границе ядра. В 1936 г. Леманн предположила, что эти волны проходят через внутреннее ядро, в котором скорость  $P$ -волн значительно выше, чем во внешнем ядре; более поздние работы подтвердили ее гипотезу.

Физические механизмы затухания сейсмических волн исследовали Джексон и Д.Л. Андерсон [92]. Затухание сейсмических волн сильно зависит от температуры — при ее увеличении оно быстро растет. Поглощение резко возрастает при появлении расплава — поперечные волны не могут распространяться в полностью расплавленном веществе. Хотя внешнее ядро считается в общем жидким, некоторые исследователи допускают, что оно может иметь конечный, хотя и малый, модуль сдвига. В результате изучения многократно отраженных  $S$ -волн Сато и Эспиноза [142] оценили величину модуля сдвига в  $5,45 \cdot 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup>; близкое к этому значение ( $5,0 \cdot 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup>) нашли Балакина и Введенская [16]. Ибрагим [89] получил лучшее согласие с наблюдаемым отношением амплитуд  $PcP/P$ , если ядро имеет конечный модуль сдвига. В более позднем исследовании [90] он показал, что наблюдаемые данные легче объяснить (главным образом данные по глубокофокусным землетрясениям), если между ядром и мантией поместить от двух до четырех слоев пониженной скорости и высокой плотности. Ибрагим построил несколько моделей, используя для различных фаз различные спектральные отношения. В табл. 1.1 приведены результаты для одной из этих моделей. Во всех моделях внешнее ядро имеет ненулевой модуль сдвига при верхнем пределе для скорости поперечных волн 1,4 км/с.

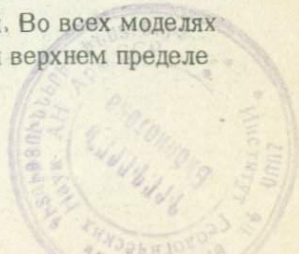


Таблица 1.1

Структурная модель для границы ядро — мантия, используемая в расчетах по  $P_cP/P$  (по Ибрагимову [90])

Область	Скорость $P$ -волн, км/с	Скорость $S$ -волн, км/с	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Толщина слоя, км
Нижняя мантия	13,50	6,95	5,65	
Промежуточный слой № 1	11,60	6,10	5,67	12,00
Промежуточный слой № 2	10,20	5,20	6,65	8,00
Внешнее ядро	8,15	1,40	9,40	

Бухбиндер и Пупине [32] подвергли критике результаты Ибрагимова; они заявили, что предложенную им систему слоев вряд ли можно получить из данных, которые он использовал (короткопериодные фазы отбирались по максимумам амплитуд), даже если такая система и существует в действительности. Бухбиндер и Пупине установили, что отношение амплитуд  $P_cP/P$  нельзя использовать для изучения структуры границы мантии и ядра. Однако, проанализировав форму этих волн (от двух сильных ядерных взрывов), они предположили, что границу мантия — ядро можно приблизительно представить в виде тонкого (толщиной в несколько километров) жидкого слоя с высоким импедансом. Экспериментальные данные не позволили точно определить параметры модели, и конфигурация границы может обладать радиальной асимметрией.

В моделях Ибрагимов значение  $Q^*$  во внешнем ядре варьировалось от 100 до 1000, что может указывать на его химическую неоднородность. Эти значения следует сравнить со значениями Сакса [141], у которого  $Q$  изменялось от 3000 до 10 000, и Адамса [1], который получил нижний предел для  $Q$  во внешнем ядре ~2200. Однако следует указать, что эти различия в определении  $Q$  частично могут быть

\*В Земле отклонение от идеальной упругости можно выразить через величину, обратную безразмерному параметру  $Q$  [113], определяемому уравнением  $2\pi/Q = \Delta E/E$ , где  $\Delta E$  — энергия, рассеянная за период, а  $E$  — максимальная величина запасенной энергии. Механическое  $Q$  математически эквивалентно добротности  $Q$  колебательного электрического контура. Области с малыми  $Q$  являются областями особенно высокого поглощения.

вызваны тем, что оценки производились для волн разных периодов. Камар и Айзенберг [136] исследовали поглощение в ядре, используя спектральные отношения проходящих сквозь ядро сейсмических волн. Для сейсмических волн с частотой  $f \geq 1$  Гц они получили высокое значение  $Q$  ( $> 5000$ ) во внешнем ядре. Их анализ основывался на том, что наблюдались фазы  $P_nKP$  с большими значениями  $n$  (по крайней мере  $n = 7$ ); отношения  $P7KP/P4KP$  давали значение  $Q$  в интервале 4000 – 8000, тогда как средний наклон кривой спектрального отношения  $P7KP/P4KP$  дает  $Q \approx 10\,000$ . Однако результаты Камара и Айзенберга, полученные для очень узкой полосы частот в окрестности 1 Гц, противоречат результату  $Q = 100 \div 300$ , найденному Судзуки и Сато [149] для частот  $0,04 \leq f \leq 0,15$  Гц. Используя отношение  $PKKP/PKP$ , Камар и Айзенберг получили для внешних 450 км внутреннего ядра значение  $Q$  в интервале 120 – 1400, что по величине более чем на порядок меньше, чем для внешнего ядра. Это различие, вероятно, отражает тот факт, что внутреннее ядро твердое.

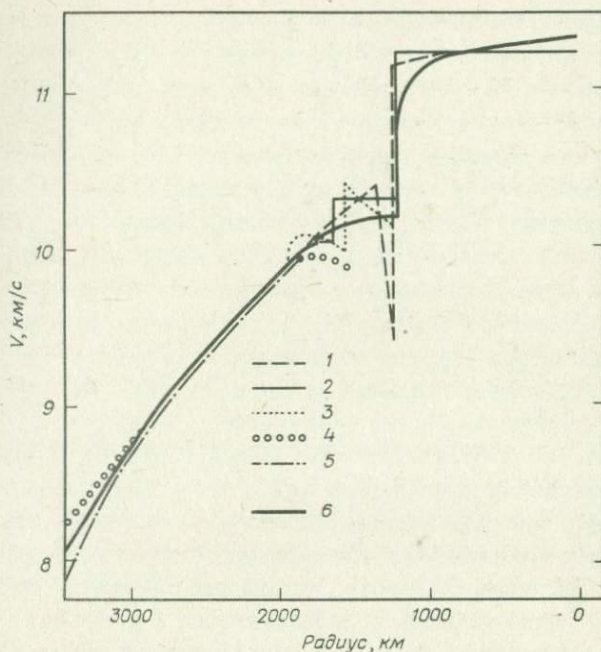
Дорнбос [50] изучал неидеальную упругость внутреннего ядра, используя спектральные отношения короткопериодных фаз в ядре, имевших общий источник и приемник; пути сейсмических лучей в мантии были примерно одинаковыми. Он нашел, что для продольных волн с частотой 1 Гц  $Q$  растет примерно от 200 вблизи границы внутреннего и внешнего ядра до 600 на глубине 400 км во внутреннем ядре. Ниже глубины 450 км от этой границы найти изменение  $Q$  с какой-либо точностью не представляется возможным, но, вероятно, его значение меньше 2000. Из наблюдений больших величин  $Q$  для нормальных мод с высокой концентрацией энергии во внутреннем ядре Дорнбос выдвинул предположение, что в более широком интервале частот  $Q$  зависит от частоты. Зависящие от частоты  $Q$  и низкие значения  $Q$  на частотах порядка 1 Гц согласуются с частичным плавлением вещества во внутреннем ядре. Дорнбос предположил, что на границе внутреннего и внешнего ядра температура приближается к точке плавления и во внутреннем ядре градиент температуры лишь слегка превышает градиент точки плавления (см. также разд. 3.5).

В настоящее время скорости сейсмических волн в ядре известны главным образом из интерпретации годографов короткопериодных волн. Оценки скоростей  $P$ -волн непосредственно под границей мантия – ядро различаются в широких пределах; наиболее вероятные значения лежат в интервале от 7,9 [83] до 8,26 км/с [137]. Реше-

ние обратной задачи дает величину, весьма близкую к полученному Джеффрисом [100] значению 8,10 км/с. Во внешнем ядре на глубинах свыше ~200 км большинство скоростных моделей дает значения, превышающие скорость по модели Джеффриса [100], хотя и не более чем на 0,1 км/с. Подробное рассмотрение результатов различных авторов произвел Ингдал [59]. Почти все исследователи, занимающиеся интерпретацией времени пробега, считают, что во внешнем ядре скорость  $P$ -волн постепенно растет до глубины приблизительно 4600 км. Основные разногласия связаны с переходной зоной  $F$  между внешним и внутренним ядром.

Гипотеза о быстром или скачкообразном увеличении скорости продольных сейсмических волн в земном ядре впервые была предложена Леманн [117]. Расчеты Гутенберга и Рихтера [74, 75] и Джеффриса [99, 100] подтвердили ее гипотезу, но разошлись в оценках распределения скорости у границы внутреннего ядра. Джеффрис предположил, что скорость  $P$ -волн уменьшается с глубиной почти до самого внутреннего ядра, а затем скачкообразно возрастает на его границе (см. рис. 1.3). С другой стороны, Гутенберг отдавал предпочтение постепенному увеличению скорости в переходной зоне без ее предшествующего уменьшения. Однако ни одна из этих моделей не может (если использовать только лучевую теорию) объяснить наблюдаемые короткопериодные фазы, предшествующие  $PKP$ -волнам, на расстояниях менее  $140^\circ$ . Джеффрис [99] предположил, что существует дифракция у каустики, и показал, что дифрагированная волна заметной амплитуды не может существовать на расстояниях, превышающих  $3^\circ$  от каустики  $PKP$ -волны при расстоянии  $143^\circ$  для периодов порядка 1 с или  $14^\circ$  для периодов порядка 10 с. Денсон [48] и Гутенберг [70 – 73] объясняли эти ранние вступления дисперсией волн в переходной зоне. Однако недостаток надежных экспериментальных доказательств является веским аргументом против признания этого процесса в качестве механизма, действующего в Земле. В свою очередь Кнопов и Макдональд [114] показали, что объяснение причины ранних вступлений магнитоупругими взаимодействиями является маловероятным.

Позднее Болт [23, 24] предположил, что распределение в ядре скоростей  $P$ -волн с двумя скачкообразными увеличениями скорости может лучше объяснить их вступления как лучей, преломленных в промежуточном слое. Он использовал данные, полученные по изучению



Р и с. 1.6. Скорость продольных волн для различных моделей ядра [135].  
 1 — Джеффрис (1939); 2 — Болт (1962); 3 — Адамс — Рэндолл (1964); 4 — Рэндолл (1971); 5 — Хейлс — Робертс (1971); 6 — модель KOR5.

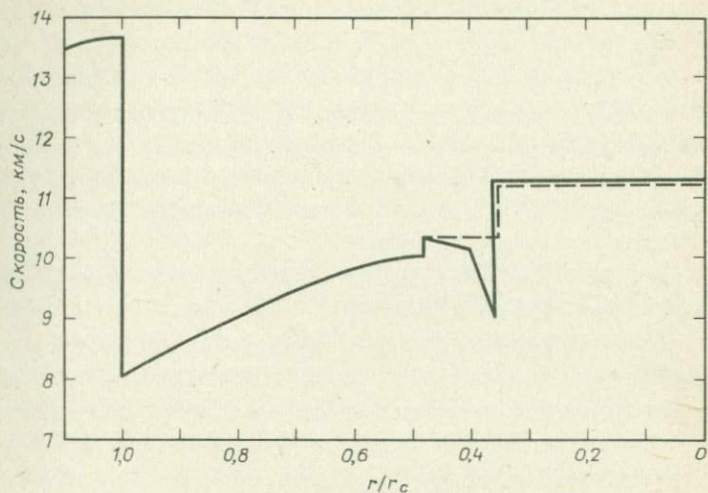
записей *PKP* в интервале расстояний  $110^\circ < \Delta < 145^\circ$  [22] от четырех взрывов водородных бомб в 1954 г. и от глубокофокусного землетрясения, происшедшего в Яванском море 16 апреля 1957 г. Из результатов Болта следовало, что внутри ядра существует слой с резкими границами, толщиной 420 км и средней скоростью *P*-волн 10,31 км/с (рис. 1.6). Этот слой окружает внутреннее ядро, радиус которого 1220 км и средняя скорость *P*-волн в котором 11,22 км/с. Исследовав вступления от глубокофокусных землетрясений на островах Фиджи, Новые Гебриды и Сулавеси, Хей [79, 80] предположил, что ядро имеет слоистое строение с дисперсией в отдельных слоях; Болт [24] пришел к выводу, что результаты Хей можно согласовать с его моделью ядра.

Используя данные по *PKP*-фазам от подходящим образом расположенных эпицентров землетрясений, Адамс и Рэндолл [2, 3] полу-

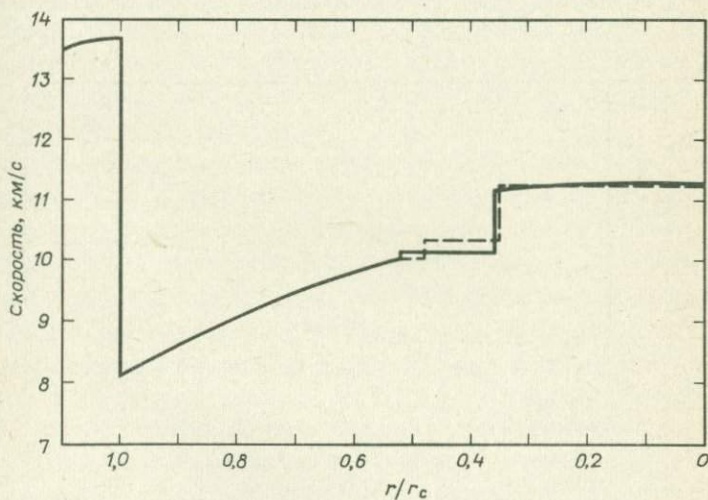
чили годографы, требовавшие наличия трех скачков в распределении скоростей  $P$ -волн вблизи границы внутреннего ядра. Их скоростной разрез указывает на существование двух слоев (толщиной от 300 до 400 км каждый), окружающих внутреннее ядро и имеющих небольшие отрицательные градиенты скорости (см. рис. 1.6). Верхний слой достаточно узкий, так что он не позволяет лучам во внешнем ядре сформировать каустику. Подтверждением существования такой системы слоев с резкими границами явилась работа Калои [38], наблюдавшего волны, которые он приписывал отражению от внутреннего ядра. Результаты Хеннона и Ковача [84], использовавших протяженную систему станций для определения кажущихся скоростей  $PKP$ -фаз, наблюдаемых на эпицентральных расстояниях  $130 - 160^\circ$ , по-видимому, также подтвердили модель ядра Адамса – Рэндалла.

Субиза и Бот [148] исследовали записи  $PKP$ -волн на Шведской сейсмологической сети и сделали вывод, что строение переходной зоны сложнее, чем раньше предполагалось, и, возможно, эта зона имеет внутреннюю слоистость. Эрджин [62] также анализировал годографы и амплитуды  $PKP$ -волн, записанных одновременно на длиннопериодных и короткопериодных сейсмографах, и установил строение ядра и верхней мантии с гораздо большей степенью детальности. Его модель включает несколько слоев пониженных скоростей и вводит в годографы  $PKP$ -волн особенности, с трудом поддающиеся интерпретации. Джекобс [93] указал и на другие трудности модели Эрджина.

Позднее Ингдал [59] детально рассмотрел строение ядра, используя данные наблюдений  $P$ -,  $PKP$ - и  $rP$ -фаз для точного определения параметров очага в случае двух хорошо записанных глубокофокусных и одного поверхностного землетрясений. Годографы и амплитуды фаз, связанных с ядром, от этих землетрясений были дополнены недавно опубликованными данными по  $PKP$ -фазам. Ингдал был первым, кто попытался найти решение в виде убывающей в промежуточном слое функции скорости в модели ядра Болта. Его распределение скоростей приведено на рис. 1.7 (модель ядра Болта обозначена штриховой линией). Другой вариант скоростной модели (рис. 1.8) он получил путем увеличения радиуса промежуточного слоя Болта до точки, лежащей ниже точки  $B$  (каустики  $PKP$ -волны) с максимальной глубиной погружения ( $r_p = 1881$  км). Эти две модели дают пределы допустимых решений для скорости, соответствующие наблюдаемым значениям в случае однослойной переходной зоны.



Р и с. 1.7. Скорость продольных волн в ядре [59]. Штриховая линия соответствует модели ядра Болта.

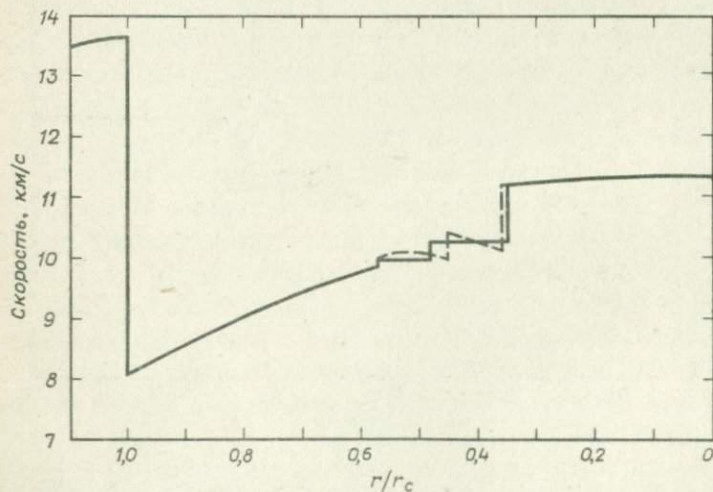


Р и с. 1.8. Другой вариант модели скоростей продольных волн в ядре [59]. Штриховая линия — модель ядра Болта.

Ингдал [59] рассмотрел также более сложные модели с дополнительной неоднородностью в ядре. Функция скорости, предложенная Адамсом и Рэндаллом [3], имела три положительных скачка между внешним и внутренним ядром — детали этого распределения скорости показаны пунктиром на рис. 1.6. Ингдал пришел к выводу, что весьма необычные градиенты скорости, приведенные ими в интервале  $0,3 - 0,6$  радиуса ядра  $r_c$ , являются искусственными и не подтверждаются экспериментальными данными.

Для проверки гипотезы о наличии в ядре нескольких разрывов непрерывности Ингдал разработал модель, имеющую внутри переходной зоны два слоя, скорость в каждом из которых постоянна (рис. 1.9). Чтобы такого рода модели удовлетворяли данным наблюдений, необходимо было рассмотреть изменения в ядре, препятствующие формированию *PKP*-каустики в точке *B* лучами во внешнем ядре (*PKKP*-каустика сохраняется). Таким образом, Ингдал полагает, что тонкая структура ядра, предложенная Адамсом и Рэндаллом, не доказана и нуждается в пересмотре.

Ингдал пришел к выводу, что рабочая модель ядра с однослойной переходной зоной (модифицированная модель Болта) приемлемым образом объясняет результаты наблюдений. Толщина слоя составляет



Р и с. 1.9. Скорость продольных волн в ядре [59]. Штриховая линия соответствует модели Адамса — Рэндалла.

400 — 600 км, а скорость  $P$ -волн в нем или постоянна, или уменьшается с глубиной. Чтобы объяснить ранние вступления  $PKP$ -фаз, систематически наблюдаемых на эпицентральных расстояниях  $125 - 140^\circ$ , необходимо ввести скачок скорости в ядре где-то между радиусами 1667 и 1806 км. Радиус этой неоднородности определяет кровлю переходного слоя. Подошва слоя, или граница внутреннего ядра, также определяемая скачком скорости, находится приблизительно между радиусами 1233 и 1250 км.

При изучении волн, предшествующих  $PKIKP$ -фазе, Хэддон [76] пришел к выводу, что они вряд ли связаны с наличием переходного слоя болтовского типа или с внутренними поверхностями раздела во внешнем или во внутреннем ядре. Он предположил, что они могут быть вызваны рассеянием  $PKP$ -волн на неоднородностях вблизи границы мантии и ядра. В последующей работе Клири и Хэддон [45] подвергли это предположение более детальной проверке и представили дополнительные доказательства его преимущества. Позднее Кинг и др. [111] измерили вариации величины  $dT/d\Delta$  цугов волн, предшествующих  $PKIKP$ -фазе. По их утверждению, проведенные измерения решающим образом свидетельствуют в пользу рассеяния на границе мантии и ядра. Явное отсутствие рассеяния при вступлениях фаз  $PnKP$  более высокого порядка, отмечавшееся рядом авторов, приводит к предположению, что источником рассеяния волн являются скорее горизонтальные неоднородности в нижней мантии, чем неровности ("bumps") границы мантии и ядра.

Дальнейшее подтверждение предположения о том, что волны, предшествующие  $PKIKP$ , являются результатом рассеяния  $PKP$ -волн на случайных неоднородностях у основания мантии, получили Кинг и др. [111] из анализа 12 сильных землетрясений с эпицентральными расстояниями  $128 - 142^\circ$  по записям сейсмической группы станций Варрамунга в северной Австралии. В последующем более детальном исследовании Хэддон и Клири [78] показали, что рассеяние  $PKP$ -волн случайными флуктуациями плотности и упругих модулей примерно на 1% в слое  $D''$  (нижние 200 км мантии) большей частью согласуется с результатами наблюдений волн — предшественников  $PKIKP$ , включая времена пробега,  $dT/d\Delta$ , азимутальные отклонения, амплитуды и изменения амплитуд. Помимо соответствия данным наблюдений, большим преимуществом этой интерпретации является ее простота — единственной поверхностью раздела в ядре является граница между

внутренним и внешним ядром. Это является также особенностью модели В1 Джордана [106] (см. разд. 1.6).

Однако некоторые авторы все еще утверждают, что интерпретация сейсмических данных требует двухслойной переходной зоны в ядре, хотя они и не исключают возможного существования неоднородностей в подошве мантии; влияние последних они считают вторичным эффектом — см., например, исследование Бертраном и Клоузом [17] времен пробега и их градиентов, записанных на сейсмической группе Варрамунга. Эти авторы утверждают, что экспериментальным данным лучше всего удовлетворяют три положительных скачка скорости  $P$ -волн: один на границе внешнего и внутреннего ядра и два на меньших глубинах. Указанные границы раздела определяют два слоя толщиной по несколько сотен километров каждый, окружающие внутреннее ядро; в каждом из этих слоев скорость увеличивается менее чем на  $0,1$  км/с.

Для большинства моделей скорости  $P$ -волн во внутреннем ядре приблизительно постоянны, а увеличение скорости на границе внутреннего ядра составляет  $0,9 - 1,0$  км/с. Исключением являются модели Бухбиндера [31] и Камара [135], имеющие увеличение скорости примерно на  $0,6$  км/с на границе внутреннего ядра с последующим ярко выраженным градиентом скорости во внешней части внутреннего ядра. Модель Камара (KOR 5) также приведена на рис. 1.6. Она была построена так, чтобы удовлетворять всем имеющимся экспериментальным данным по временам пробега  $dT/d\Delta$  и амплитудам ядерных волн. Модель также соответствует таблицам Херрина [85] для  $P$ -волн и таблицам Рэндолла [137] для  $SKS$ -волн. Средняя скорость в переходной зоне на  $1,5\%$  меньше, чем в модели Болта [23]; на верхней границе переходной зоны ( $r = 1782$  км) модель KOR 5 имеет скачок скорости лишь в  $0,013$  км/с, что составляет только  $1/20$  скачка в модели Болта [23]. Скачок на границе внутреннего ядра ( $r = 1213$  км) равен  $0,6$  км/с, что соответствует примерно  $2/3$  скачка в большинстве других моделей.

Очень похожие результаты получил Мюллер [122] по изучению длиннопериодных ядерных фаз. Он нашел, что распределение скоростей  $P$ -волн представляет собой довольно плавную кривую до самой границы внутреннего ядра без каких-либо разрывов первого рода в переходной зоне. Скачок скорости на границе внутреннего ядра равен  $0,6 - 0,7$  км/с, и во внешней части внутреннего ядра снова получается большой градиент скорости; скорость  $S$ -волн во внутреннем

ядре возле самой его границы составляет  $\sim 3,5$  км/с. Это значение больше, чем величина  $2,95$  км/с, полученная Джулианом и др. [109] в работе, где, по их словам, была выделена фаза *PKJKP* и подтверждено значение скорости, найденное ранее Дзевонским и Гилбертом [54] из анализа колебаний нормальных мод (см. разд. 1.3).

Долгое время считалось, что скорости поперечных волн в нижней мантии медленно и монотонно возрастают вплоть до границы мантии и ядра. Однако в последнее время было предложено несколько моделей скоростей поперечных волн, в которых в области непосредственно над границей мантии и ядра градиент скорости *S*-волн отрицателен. Такие модели были предложены Клири [43], Болтом и др. [29] и Робинсоном и Ковачем [139] на основе определения производных  $dT/d\Delta$  для дифрагированных *S*-волн. Их оценки скорости поперечных волн в непосредственной близости от ядра лежат между  $6,81$  и  $6,99$  км/с, что противоречит результату Джеффриса  $7,30$  км/с.

Найти распределение скоростей *S*-волн помогает и анализ периодов собственных колебаний Земли (см. разд. 1.3). Однако имеется зависимость между скоростью поперечных волн, плотностью и радиусом ядра, и однозначное определение этих параметров затруднительно [52]. Влияние этой зависимости можно исключить, если при решении обратной задачи использовать обертоны сфероидальных и крутильных мод. В одной из своих работ Джордан [106] использовал все имеющиеся данные по собственным колебаниям вместе с большим числом годографов отраженных фаз и обнаружил, что, хотя модель с отрицательным градиентом скорости поперечных волн в нижних  $100$  км мантии дает удовлетворительное согласие с наблюдениями, все же это согласие хуже, чем для модели, в которой не имеется отрицательного градиента скорости.

Митчелл и Хельмбергер [119] исследовали детали скоростного разреза у подошвы мантии, которые нельзя определить по данным собственных колебаний или годографам отраженных фаз. Они использовали записи длиннопериодных *S*- и *ScS*-волн, полученные на станциях Мировой сети стандартизованных сейсмических станций и Сейсмологической службы Канады. Митчелл и Хельмбергер сравнили отношения амплитуд этих фаз с отношениями, определенными из синтетических сейсмограмм, построенных методом Каньяра — де Хупа для сферически-слоистой Земли [67]. Они нашли, что наблюдаемые отношения амплитуд поперечно-поляризованных сдвиговых волн (*ScSH/SH*) имеют минимум на эпицентральных расстояниях  $\sim 68^\circ$ .

Эту особенность не удается объяснить с помощью синтетических сейсмограмм, рассчитанных для модели Джеффриса – Буллена и для моделей с отрицательным линейным градиентом скорости у подошвы мантии. С другой стороны, минимум отношения амплитуд, так же как и заметная разница во вступлениях поперечно- и радиально-поляризованных отраженных от ядра  $S_cS$ -волн, легко объяснить различными *положительными* линейными градиентами скорости над границей мантии и ядра. Однако хорошего согласия между наблюдаемыми и рассчитанными отношениями амплитуд нельзя достичь, не приписав низких значений  $Q$  нижней мантии или небольшой скорости поперечных волн внешнему ядру. Высокоскоростные области толщиной от 40 до 70 км, в которых увеличение скорости на 0,3 – 0,5 км/с большее, чем в скоростной модели Джеффриса, наилучшим образом объясняют всю совокупность данных по амплитудам и различию времен вступлений.

Митчелл и Хельмбергер наблюдали также  $S_cS$ -фазы, которые отражались от границы мантия – ядро в далеко отстоящих друг от друга точках. Они пришли к выводу, что высокоскоростная зона, вероятно, широко распространена в подошве мантии и даже, возможно, является основной особенностью этой области. Горизонтальные неоднородности в этом слое с успехом могут объяснить разброс в измеренных значениях  $dT/d\Delta$  на больших расстояниях. Такая модель согласуется с предположениями Д.Л. Андерсона и Хэнкса [6] относительно эволюции ядра (см. разд. 2.4). По их мнению, богатые кальцием, алюминием и ураном силикаты, характеризующие высокими скоростями упругих волн, могут сохраняться в виде остатка от предшествующих процессов формирования ядра. Модель, полученная Митчеллом и Хельмбергером, является полной противоположностью диффузионным моделям, в которых предполагается, что вещество из жидкого ядра проникает на большие расстояния в нижнюю мантию. Если это явление все же происходит, оно должно ограничиваться тонким слоем, который не удастся выявить примененными ими методами.

### 1.3. Собственные колебания Земли

Когда некоторая часть деформируемого твердого тела, подобного Земле, находится в движении, это тело можно рассматривать или как колебательную систему с бесконечным числом степеней свободы, или как непрерывную среду, в которой распространяются волны. Теория

сейсмических волн рассматривает вынужденные движения Земли в виде распространяющихся возмущений, в любой данный момент времени действующих на относительно небольшую часть объема Земли. С другой стороны, теория собственных колебаний рассматривает эти движения как нормальные моды колебаний, основные тона которых в любой момент времени действуют на относительно большую часть объема Земли. Приближение волновой теории обычно можно использовать для более коротких периодов (меньше  $\sim 3$  мин), а приближение свободных колебаний применяют для более длинных периодов. Относительно поздние развитие и применение теории собственных колебаний Земли вызваны тем, что лишь недавно удалось получить инструментальные записи движения почвы с периодом более 3 мин.

Впервые собственные колебания Земли наблюдались в 1952 г., а затем при сильнейшем Чилийском землетрясении 22 мая 1960 г., когда усовершенствованная аппаратура дала возможность произвести детальные измерения. Дополнительные результаты были получены при сильнейшем землетрясении 28 марта 1964 г. на Аляске. Хотя задача о собственных колебаниях однородной упругой сферы впервые рассматривалась сто с лишним лет назад, расчеты для моделей реальной Земли с учетом особенностей строения, гравитационных сил и вращения не предпринимались до самого последнего времени (см., например, [4]). Такие расчеты были бы невозможны без помощи современных вычислительных машин. Собственные колебания, возбужденные сильным землетрясением, длятся несколько суток, но амплитуда их уменьшается, поскольку Земля не является идеально упругим телом. Если рассчитать спектры для последовательных интервалов времени после возбуждения собственных колебаний, то можно определить затухание каждой моды, что дает информацию об отклонениях от идеальной упругости недр Земли. Из анализа записей нормальных мод на 84 сейсмограммах Аляскинского землетрясения в марте 1964 г. Дзевонский и Гилберт [54, 55] пришли к выводу, что внутреннее ядро Земли должно быть твердым. Это было сделано до того, как Джулиан и др. [109] сообщили, что им удалось выделить на сейсмограммах фазу *PKJKP*.

Существуют два основных типа собственных колебаний. Первый тип — крутильные (или тороидальные) колебания; здесь дилатация всюду равна нулю и отсутствует радиальная компонента смещения. Поскольку дилатация равна нулю, крутильные колебания не вызывают изменения плотности, и, следовательно, отсутствуют возмущения

гравитационного поля. Поэтому крутильные колебания не могут быть зарегистрированы гравиметрами, тогда как сфероидальные колебания ими могут быть обнаружены. Сфероидальные колебания являются более сложными колебаниями и включают как радиальные смещения, так и крутильные движения.

Деформация поверхности Земли лучше всего описывается гармоническими сферическими функциями  $P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos m \varphi}{\sin m \varphi}$ , где  $P_n^m(\cos \theta)$  — присоединенные функции Лежандра, а  $\theta, \varphi$  — дополнение географической широты и долготы. Каждый класс колебаний характеризуется порядком  $m$  и степенью  $n$  рассматриваемой сферической гармоники, а также числом узловых поверхностей в радиальном направлении. Стало общепринятым обозначать колебания символами  ${}_l S_n^m$  и  ${}_l T_n^m$  соответственно для сфероидальных и крутильных мод, где нижний индекс  $l$  указывает число узловых поверхностей. Когда отсутствует зависимость от долготы, верхний индекс  $m$  опускается\*. При наименьших значениях  $n$  основные периоды собственных колебаний Земли определяются преимущественно свойствами наиболее глубоких недр. Для этих значений  $n$  влиянием горизонтальных вариаций физических свойств Земли на периоды колебаний можно пренебречь. Для более высоких значений  $n$  свойства областей, близких к поверхности Земли, где роль горизонтальных неоднородностей может быть более существенной, начинают оказывать на периоды возрастающее влияние.

Основной тон сфероидальных колебаний  ${}_0 S_0$  представляет собой попеременное сжатие и расширение всей Земли. Существует бесконечный ряд обертонов  ${}_l S_0$  со сферическими узловыми поверхностями внутри Земли. Случай  $n = 1$  исключается — он соответствует чистому переносу поверхности, а следовательно, центра тяжести и требует приложения внешней силы.  ${}_0 S_2$  представляет собой "футбольную" моду. В этом случае имеются две узловые параллели, делящие поверхность Земли на три зоны. При колебании сфера попеременно деформируется то в сплюснутый (относительно оси вращения), то в вытянутый сфероид. Сфероидальные моды  ${}_0 S_3, {}_0 S_4, \dots$  представляют собой движения со все возрастающим числом зон, каждая из этих мод также имеет обертоны с внутренними узловыми поверхностями.

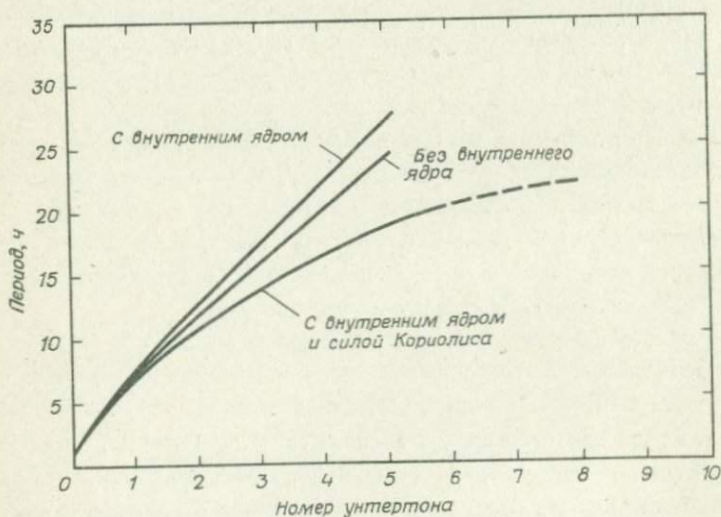
\*В большинстве опубликованных работ по собственным колебаниям Земли эти символы записываются как  ${}_n S_l^m$  и  ${}_n T_l^m$  с переставленными индексами ( $l, n$ ). Однако мы сохранили более общую форму записи для присоединенных функций Лежандра  $P_n^m(\cos \theta)$  и использовали  $l$  для обозначения числа узловых поверхностей.

Для крутильных колебаний отсутствует решение при  $n = 0$ . Случай  ${}_0T_1$  исключается. Он означает изменение скорости вращения Земли в целом, концентрические слои внутри Земли совершают медленные вращения вокруг полярной оси как жесткие тела. Простейшим видом крутильных колебаний является  ${}_0T_2$  — в этом случае узловая линия для смещения совпадает с экватором, причем два полушария колеблются в противофазе. Более высокие моды возникают путем дальнейшего деления Земли на 3, 4, ... зон, колеблющихся в противоположных направлениях. Также имеются и обертоны с внутренними узловыми поверхностями.

Для сферически-симметричных моделей Земли при отсутствии вращения нет необходимости вводить параметр  $m$  и колебания можно описать, используя лишь два параметра ( $l, n$ ). Для вращающегося тела необходимо вводить  $m$ . Бегущие волны возникают в случае, если волновые фронты являются сечениями сферы по большому кругу, включают полярную ось и вращаются вокруг нее или с востока на запад, или с запада на восток в зависимости от знака  $m$ . Наибольшие периоды собственных колебаний Земли (~1 ч) малы по сравнению с периодом вращения ее вокруг своей оси (1 сут). Поэтому эффект вращения вокруг оси мал. Когда им можно пренебречь, то при любом значении  $m$  упомянутые выше восточно-западные и западно-восточные волны в результате интерференции образуют стоячие волны, частота которых не зависит от  $m$ . Следовательно, эффект вращения вокруг оси приводит к "расщеплению мод", т.е. к разделению одной моды на две или более различные, но близкие моды, периоды которых лишь немного отличаются. Бэкус и Гилберт [12] показали, что вращение вокруг оси вызывает дрейф системы узлов вокруг земной оси в западном направлении с угловой скоростью, равной разности частот между соседними членами расщепленной моды. Эллиптичность Земли вносит дополнительный вклад в расщепление мод.

Из записей собственных колебаний Земли видно, что самые низкочастотные моды часто появляются в виде близко расположенных линий на спектре. Пекерис и др. [128] предположили, что из-за вращения Земли каждая мода, имеющая зависимость от долготы ( $m$ ), должна расщепляться на ряд частот. Для изучения спектров собственных колебаний они ввели термин "земная спектроскопия", указывающий на то, что наблюдаемое расщепление определенных линий, вызванное вращением Земли вокруг своей оси, представляет собой механический аналог зеемановского расщепления линий атомного спектра магнитным полем.

Пока в ядре, которое целиком субадиабатическое, невозможна конвективная циркуляция, возможны гравитационные колебания (унтертоны) очень большого периода. Поскольку гравитационные возвращающие силы субадиабатического ядра слабы по сравнению с упругими возвращающими силами собственных колебаний, периоды гравитационных колебаний превосходят периоды наиболее низких тонов собственных колебаний. Хотя на большей части энергетических спектров собственных колебаний видны четкие пики на более длинных периодах, чем самое низкочастотное упругое колебание (53,8 мин), попытки рассчитать ожидаемые периоды были сделаны совсем недавно. Первая работа такого рода была выполнена Пекерисом и Аккадом [129]. Они пренебрегали силой Кориолиса. Позже Смайли [146] показал, что эта сила может оказывать сильное влияние на периоды. В своем исследовании он пренебрег главным магнитным полем и, предположив, что жидкое ядро ведет себя как идеальная жидкость, рассчитал унтертоны моды  $S_2^2$  (азимутальное число  $m = 2$ , степень  $n = 2$ ). В табл. 1.2 и на рис. 1.10 его результаты для различных порядков радиального числа сравниваются с результатами Пекериса и Аккада; можно видеть, как изменяются периоды при учете силы



Р и с. 1.10. Кривые унтертонов моды  $S_2^2$  собственных колебаний [146]. Результаты для модели Земли без твердого внутреннего ядра взяты из работы Пекериса и Аккада [129].

Таблица 1.2

Периоды гравитационных унтертонов моды  $S_2^2$  (в часах) [146]

Радиальное число	Пекерис и Аккад [129]	С учетом силы Кориолиса <sup>б</sup>	Действительный период
0 <sup>а</sup>	0,89583	0,89744	0,87125
1	7,3515	7,4524	6,7598
2	11,6735	12,4716	10,5285
3	16,0187	17,5474	13,8070
4	20,2618	22,3871	16,4970
5	24,3077	26,8703	18,6584
6	—	—	20,3377

<sup>а</sup> Это самый низкий тон собственных колебаний Земли.

<sup>б</sup> Эти периоды отличаются от полученных Пекерисом и Аккадом [129] главным образом потому, что в исследовании Смайли использовалась модель с твердым внутренним ядром.

Кориолиса. Позднее Смайли установил специально сконструированный гравиметр с очень высокой чувствительностью, чтобы обнаружить вероятные унтертоны ядра. Выявление подобных унтертонов (для которых возвращающая сила обеспечивается одной только гравитацией) дало бы убедительное доказательство постоянства стратификации ядра и имело бы далеко идущие последствия для теории земного магнетизма и расчетов тепловой истории Земли (см. разд. 4.7 и 3.5).

Гравитационная устойчивость жидкого ядра непосредственно приводит к уравнению Адамса – Вильямсона (1.10), которое будет получено ниже. Если элемент жидкости внезапно смещается в радиальном направлении на величину  $\delta r$ , он испытывает адиабатическое расширение и его плотность уменьшается на величину, равную его начальной плотности, умноженной на его объемное расширение, т. е.

$$\rho_0 \left( \frac{\rho_0 g_0 \delta r}{k_s} \right),$$

где  $\rho_0$  и  $g_0$  – равновесная плотность и ускорение силы тяжести, а  $k_s$  – модуль всестороннего сжатия. Смещенный жидкий элемент находится в окружении соседних элементов, плотность которых меньше, чем его первоначальная плотность, на величину  $-(d\rho_0/dr)\delta r$ .

Таким образом, избыток плотности смещенного жидкого элемента равен

$$-\left(\frac{g_0 \rho_0^2}{k_s} + \frac{d\rho_0}{dr}\right) \delta r = -\frac{g_0 \rho_0^2}{k_s} \beta(r) \delta r, \quad (1.4)$$

где

$$\beta(r) = 1 + \frac{k_s}{g_0 \rho_0^2} \frac{d\rho_0}{dr}$$

— безразмерный множитель, впервые введенный Пекерисом и Аккадом. Ясно, что если везде  $\beta(r) < 0$ , жидкое ядро гравитационно устойчиво (возвращающая сила положительна); если  $\beta(r) = 0$ , оно нейтрально устойчиво, а если всюду  $\beta(r) > 0$ , ядро гравитационно неустойчиво. Следует заметить, что если справедливо уравнение Адамса — Вильямсона, т.е. если  $\beta(r) = 0$ , то жидкое ядро нейтрально устойчиво.

Смайли показал, что в статическом случае для сфероидальных смещений степени  $n \geq 1$  или ядро должно деформироваться таким образом, что отдельные элементы жидкости хотя и смещаются, но не испытывают объемного расширения, или плотность в ядре при равновесии должна удовлетворять уравнению Адамса — Вильямсона. Ранее Смайли и Мансина [147] заметили, что у жидкости, находящейся в состоянии статического равновесия, эквипотенциальные, изобарические поверхности и поверхности равной плотности являются параллельными и что единичные элементы жидкости могут смещаться вдоль таких поверхностей, не испытывая сопротивления. Чтобы допустить проникновение вещества из твердого внутреннего ядра и мантии в жидкое внешнее ядро, надо "разрешить" элементам жидкости двигаться вдоль таких поверхностей. Более того, такие поверхности не только остаются параллельными, но и переносятся в радиальном направлении вместе с жидким элементом.

В литературе существовала большая неразбериха относительно подходящих граничных условий для совместных движений мантии и жидкого ядра, и разные авторы приходили к различным выводам. Вунш [160] показал, что все существенные трудности рассматриваемой задачи и большая часть физических особенностей могут быть воспроизведены в сильно упрощенной модели деформации неподвижной границы упругого полупространства, покрывающего жидкое полу-

пространство. Он показал, что, как это часто бывает в гидродинамике, задача относится к числу исключительно неустойчивых относительно возмущений, что приводит к парадоксам при ее некорректной постановке. Согласно полученным им результатам, в случае взаимодействия движения упругой мантии и стратифицированного жидкого ядра неподвижная граница в идеальной жидкости является сингулярной, что может приводить к не имеющим физического смысла результатам. Однако учет вращения делает неподвижную границу регулярной, поскольку силы Кориолиса могут сохранять в установившемся течении деформированные поверхности равной плотности. В более поздней работе [161] Вунш расширил свой анализ с включением эффектов вязкости и диффузии плотности и показал, что, если принять в расчет поглощение, можно разрешить парадоксы и противоречия, которые возникают только в случае идеальной жидкости. Вунш рассмотрел также действие сильного магнитного поля, зависящее от его ориентации. Этот эффект подобен эффекту стратификации или вращения. В частности, тороидальное поле дает такую же сингулярность неподвижной границы, как стратификация плотности.

#### 1.4. Изменение плотности и другие физические свойства недр Земли

Плотность  $\rho$  будет зависеть от давления  $p$ , температуры  $T$  и некоторого параметра  $n_i$ , определяющего химический состав, т.е.

$$\rho = \rho(p, T, n_i). \quad (1.5)$$

Если  $m$  — масса вещества внутри сферы радиуса  $r$ , тогда, поскольку напряжение в земных недрах практически эквивалентно гидростатическому давлению\*,

$$\frac{dp}{dr} = -g\rho, \quad (1.6)$$

\*В более глубоких областях Земли деформации довольно значительны (например, на границе мантия — ядро среднее значение главных деформаций составляет  $\sim 0,14$ ), и поэтому среднее  $p_{kk}/3$  из главных напряжений велико. Напротив, предел прочности вещества в Земле, а потому и максимальные возможные касательные напряжения малы, т.е. отношение любого  $p_{ij}$  к  $p_{kk}/3$  (которое соответствует давлению) мало на глубине  $\sim 50$  км и монотонно уменьшается с увеличением глубины. Таким образом, на больших глубинах в Земле можно пренебречь  $p_{ij}$  по сравнению с  $p_{kk}/3$  и рассматривать внутренние напряжения в Земле при состоянии равновесия как гидростатические.

где

$$g = Gm/r^2, \quad (1.7)$$

а  $G$  — гравитационная постоянная. Если сначала рассмотреть химически однородный слой с адиабатическим изменением температуры, из уравнения (1.5) следует, что

$$\frac{d\rho}{dr} = \frac{d\rho}{dp} \frac{dp}{dr} = \frac{-g\rho^2}{k_s}, \quad (1.8)$$

где  $k_s$  — адиабатический модуль всестороннего сжатия, определяемый уравнением

$$\frac{1}{k_s} = \frac{1}{\rho} \left( \frac{d\rho}{dp} \right)_s, \quad (1.9)$$

где  $s$  — энтропия. Однородной здесь считается такая область, в которой не происходит значительных фазовых переходов или изменений химического состава. Из (1.7), (1.8) и (1.3) следует, что

$$\frac{d\rho}{dr} = \frac{-Gm\rho^2}{k_s r^2} = \frac{-Gm\rho}{r^2 \dot{\phi}}. \quad (1.10)$$

Распределение функции  $\phi$  внутри Земли известно из кривых зависимости скорости от глубины (из уравнения (1.3)).

Поскольку  $\frac{dm}{dr} = -4\pi r^2$ , можно записать дифференциальное

уравнение второго порядка для  $\rho = \rho(r)$ , дифференцируя уравнение (1.10). Это уравнение, впервые полученное Адамсом и Вильямсоном в 1923 г. [157], можно численно проинтегрировать, чтобы получить распределение плотности в тех областях Земли, где можно пренебречь изменением химического состава и неадиабатическим изменением температуры.

Из (1.6) и (1.7) следует, что

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{Gm\rho}{r^2}. \quad (1.11)$$

Следовательно, из численного интегрирования можно получить распределение давления, если найдено распределение плотности. Поскольку плотность используется только для определения градиента давле-

ния, распределение давления нечувствительно к небольшим изменениям в распределении плотности и может быть определено довольно точно. Изменение  $g$  можно рассчитать из уравнения (1.7). Зная распределение плотности, легко рассчитать значения упругих модулей. Таким образом, уравнения (1.2) и (1.3) непосредственно позволяют получить значения  $\mu$  и  $k_s$ .

Любое распределение плотности должно удовлетворять двум условиям: оно должно давать правильное значение общей массы Земли и ее момента инерции относительно оси вращения. Используя эти два условия и значение  $\rho_1 = 3,32 \text{ г/см}^3$  для  $\rho$  у кровли слоя  $B$  мантии (залегает, как предполагается, на глубине 33 км), Буллен применил уравнение (1.10) для слоев  $B$ ,  $C$  и  $D$ . Он нашел, что это приводит к большей величине момента инерции ядра  $I_c$ , чем для однородной сферы такого же размера и массы. Это должно было бы вызвать уменьшение плотности с глубиной в ядре и привело бы к неустойчивости в жидком ядре. Берч [19] показал, что наличие неадиабатического градиента температуры только ухудшает положение. Приемлемое значение  $I_c$  можно получить при увеличении начального значения  $\rho_1$ , но только если взять нереально большую его величину (по меньшей мере  $3,7 \text{ г/см}^3$ ). Таким образом, предположение о химической однородности следует считать неверным; областью, где это предположение, вероятнее всего, несправедливо, является слой  $C$ , в котором сильно меняются первые производные по глубине скоростей сейсмических волн. Таким образом, в своей первоначальной модели Земли А Буллен использовал уравнение Адамса – Вильямсона (1.10) в слоях  $B$  и  $D$ , тогда как в слое  $C$  он подобрал для  $\rho = \rho(r)$  квадратичную зависимость от  $r$ .

Во внешнем ядре (слой  $E$ ) уравнение (1.10), по-видимому, применимо, и до глубины примерно 5000 км могут быть получены довольно надежные значения  $\rho$ . В ядре одним граничным условием будет  $m = 0$  при  $r = 0$ , но недостаток сведений о значении плотности  $\rho_0$  в центре Земли ведет к неопределенности в распределении плотности в слоях  $F$  и  $G$ . Сначала Буллен вывел свои распределения плотности на основе двух совершенно противоположных гипотез: 1)  $\rho_0 = 12,3 \text{ г/см}^3$  и 2)  $\rho_0 = 22,3 \text{ г/см}^3$  (это значение было взято совершенно произвольно). Модель со средними из этих двух значениями плотности получила название "модель А". Более поздние данные показывают, что  $\rho_0$ , вероятно, много ближе к своему минимальному значению и модель,

основанная на  $\rho_0 = 12,3 \text{ г/см}^3$  (модель A-i), по-видимому, является более правильной\*.

Эти более ранние определения профиля плотности делались только на основе информации, заключенной в кривых изменения скорости с глубиной. Наибольшим добавочным источником информации явился анализ собственных колебаний Земли, возбужденных двумя крупнейшими землетрясениями 1960 и 1964 гг. Ни одна из имеющихся кривых изменения скорости с глубиной в совокупности с распределением плотности Буллена не согласуется с данными по более длиннопериодным собственным колебаниям. Используя эти дополнительные данные, Ландисман и др. [116] исследовали ряд моделей Земли, не делая предположения об однородности и адиабатическом градиенте температуры (исключение составляло внешнее ядро  $E$ ). Особенностью их моделей было постоянство плотности в интервале глубин от 1600 до 2800 км. Буллен и Хэддон (см. ниже) сумели избежать этого весьма неправдоподобного вывода, полагая радиус ядра  $r_c$  свободным параметром: увеличивая  $r_c$  примерно на 15 км, можно прийти к обычному значению градиента плотности в нижней мантии. Дорман и др. [51] ранее предложили модель Земли, в которой  $r_c$  увеличивалось на 10 км.

Пекерис [127] также получил распределения плотности в Земле, не вводя предположение об однородности состава и адиабатическом градиенте температуры в какой-либо области Земли. Его распределение плотности  $\rho(r)$  было представлено 50 основными значениями  $\rho(r_k)$  с линейным изменением плотности между ними и с разрывами у подошвы коры и на границе мантии и ядра. Пекерис варьировал  $\rho_k$  методом стационарной фазы, минимизируя таким образом сумму квадратов вычетов всех наблюдаемых периодов собственных колебаний Земли. Как и ожидалось, распределение плотности во внутреннем ядре оказывало слабое влияние на спектр в целом.

Другие исследователи дополнили сведения, полученные из времен пробега, эмпирическими данными. Берч [21] использовал приближенное линейное соотношение между плотностью и скоростью продольных волн, которое он получил для силикатов и окислов с примерно одинаковым содержанием железа, а именно

$$\rho = a(\bar{m}) + bV_p, \quad (1.12)$$

где  $\bar{m}$  — средняя атомная масса. Берч применил это уравнение только в верхней мантии (где имеются высокие градиенты температуры)

\*Хорошее изложение этой ранней работы можно найти в книге Буллена [35].

и переходной зоне (где происходят фазовые переходы). В остальной части Земли он использовал уравнение Адамса – Вильямсона. Ванг [152] предположил, что, используя эмпирическое соотношение между скоростью звука  $c = \left( V_P^2 - \frac{4}{3} V_S^2 \right)^{1/2}$  и плотностью  $\rho$ , можно получить лучшую оценку плотности в верхней мантии, чем по уравнению Берча зависимости  $V_P$  от  $\rho$  (1.12).

Чанг [41] получил в ультразвуковом диапазоне для некоторых коровых структур новые данные, важные для минералогии мантии, используя порошково-матричный метод [145]. В этом методе упругие параметры неизвестного вещества выводятся из измеренных упругих параметров композита, сделанного из порошкообразного вещества, впрессованного при высокой температуре в вакууме в матрицу из  $AgCl$ . Чанг показал, что степенной закон описывает соотношение между плотностью и скоростью ( $V_P$ ,  $\rho$ ) для полученных при высоком давлении соединений лучше, чем закон Берча. В частности, он нашел, что  $V_P$  вполне линейно зависит от плотности в очень широких пределах изменения плотности (и, следовательно, давления) для веществ с более низкой средней атомной массой, причем линейность сохраняется даже при фазовых переходах в пределах твердой фазы. С другой стороны, для веществ с более высокой средней атомной массой линейность проявляется слабо. В более поздней работе Шенкленд и Чанг [144] получили уравнение со степенной зависимостью  $V_P$  от  $\bar{m}$  и  $\rho$ . Линейный закон Берча и сейсмическое уравнение состояния Д.Л. Андерсона [5] могут быть выведены из него как частные случаи.

Кларк и Рингвуд [42], а также Ванг [153] оценили плотность внутри Земли, используя петрологические модели для верхней мантии. Мизутани и Абе [120], используя метод проб и ошибок, с помощью уравнения состояния некоторых порообразующих минералов получили модель Земли, согласующуюся со всеми данными.

Следует подчеркнуть, что полное распределение плотности внутри Земли в целом не испытывает особого изменения, если учесть дополнительные результаты наблюдений собственных колебаний и исправленную оценку момента инерции Земли относительно оси вращения, найденную из анализа орбит искусственных спутников [46]. В мантии наибольшее различие в  $\rho$  между моделями А-1 и НВ<sub>1</sub> (которая будет рассмотрена ниже) составляет лишь 0,15 г/см<sup>3</sup>, тогда как внутри

ядра значения  $\rho$  в модели  $NB_1$  на всех глубинах превосходят  $\rho$  в модели  $A-i$  на  $0,2 - 0,3$  г/см<sup>3</sup>.

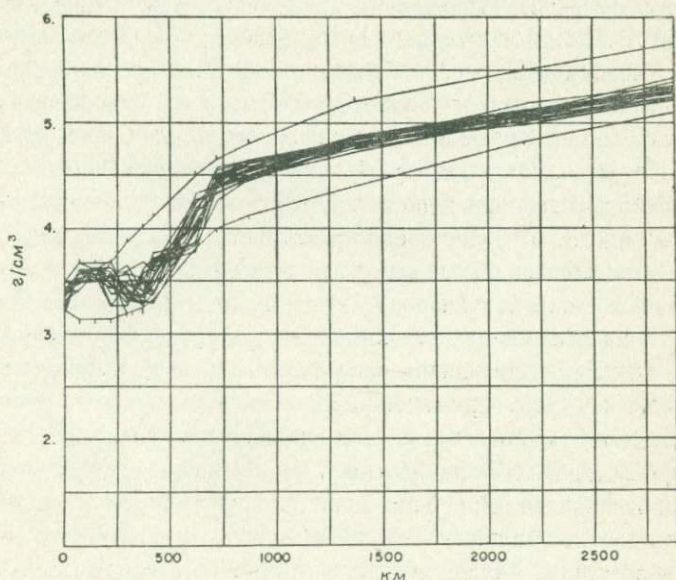
Бухбиндер [30] провел детальное изучение  $PcP$ -фаз от восьми взрывов и трех землетрясений. Он описал случаи обратной полярности  $PcP$ -фаз по отношению к  $P$ -волне на эпицентральных расстояниях  $< 32^\circ$  — для этого расстояния амплитуды  $PcP$ -волн минимальны. Бухбиндер предположил, что эти результаты отражают свойства границы мантия — ядро, которым не может удовлетворять ни одна из традиционных моделей Земли. Он нашел, что скорость в кровле ядра примерно на  $7 - 8\%$  ниже тех значений, на которые обычно ссылаются, и что при переходе через границу мантия — ядро отсутствует разрыв плотности. В результате интерпретации своих результатов Бухбиндер показал, что подошва мантии неоднородна, причем неоднородность вызвана увеличением содержания железа (или другого тяжелого металла) с глубиной, что увеличивает среднюю атомную массу и плотность; при этом изменение скорости  $P$ -волн мало. Тогда падение скорости  $P$ -волн при переходе через границу мантии с ядром можно объяснить резким возрастанием средней атомной массы, но плотность при этом меняется незначительно.

Против интерпретации Бухбиндера высказали возражение различные авторы. Берзон и др. [18] заметили, что  $PcP$ -фазы наблюдаются на эпицентральных расстояниях около  $30^\circ$  так же часто, как и на других эпицентральных расстояниях; таким образом, исключаются также нулевые амплитуды. Коррелируя  $P$ - и  $PcP$ -фазы, Коган [115] показала, что  $PcP$ -фаза не меняет полярности. Чоудхури и Фрейзиер [40] проанализировали короткопериодные  $P$ - и  $PcP$ -фазы от землетрясений с эпицентральными расстояниями  $26^\circ < \Delta < 40^\circ$ , записанные на Высокочувствительной сейсмической группе (LASA) в штате Монтана. Не наблюдались ни изменения полярности  $PcP$ -фаз для  $\Delta < 32^\circ$ , ни минимумы амплитуд на  $\Delta = 32^\circ$ ; это опять-таки противоречило модели Бухбиндера и подтверждало наиболее традиционные модели с отношением плотности на границе мантия — ядро  $\sim 1,7$ . Теперь уже сам Бухбиндер отказался от своей первоначальной интерпретации.

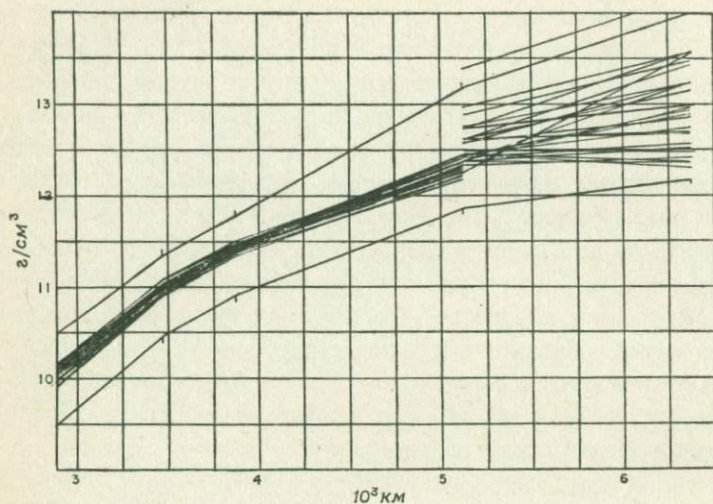
Новым шагом в решении обратной задачи явился метод Монте-Карло, геофизическое приложение которого описано Кейлис-Бороком и Яновской [110]. Пресс [131, 132] применил его для получения ряда моделей Земли, в которых использовались данные по 97 периодам собственных колебаний, годографы  $P$ - и  $S$ -волн, масса и момент инерции Земли. В методе Монте-Карло используется случайная выборка

для расчета на вычислительной машине больших групп моделей; при этом проверяется, в какой степени каждая модель удовлетворяет геофизическим данным. Сохраняются только те модели, свойства которых в заданных пределах соответствуют имеющимся данным. Преимущество этой процедуры состоит в том, что находятся модели, не противоречащие первоначальным или упрощенным представлениям относительно строения Земли. Метод Монте-Карло позволяет также исследовать область допустимых решений и показывает степень неоднозначности получаемых решений при имеющихся геофизических данных. В дальнейшем Пресс [133, 134] смог значительно сократить время поиска в предложенной им процедуре Монте-Карло. Используя новые и более точные данные, он смог найти множество подходящих моделей (рис. 1.11 и 1.12), дающих 27 приемлемых распределений плотности в мантии и ядре соответственно. Пресс подтвердил, что земное ядро неоднородно и что значение плотности в верхней части ядра заключено в узких пределах  $9,9 - 10,2 \text{ г/см}^3$ . Виггинс [154] также использовал метод Монте-Карло, чтобы исследовать природу неоднозначности при интерпретации данных по объемным волнам.

Хэддон и Буллен [77] получили ряд моделей Земли (НВ) с использованием данных по собственным колебаниям. Эти данные включали



Р и с. 1.11. Допустимые распределения плотности в мантии [133].



Р и с. 1.12. Допустимые распределения плотности в ядре. [133].

наблюдаемые периоды главных сфероидальных и тороидальных колебаний для  $0 \leq n \leq 48$  и  $2 \leq n \leq 44$  соответственно и некоторых сфероидальных обертонов. Использовались записи как Чилийского (май 1960 г.), так и Аляскинского (март 1964 г.) землетрясений. По методике Хэддона и Буллена в качестве исходных брались модели, выведенные независимо от данных по собственным колебаниям, и рассчитывалась последовательность моделей, все лучше согласующихся со всеми имеющимися данными. При переходе от одной модели к следующей руководящим принципом было введение и изменение на каждой стадии одного или более параметров, описывающих модель, с тем чтобы она удовлетворяла данным по собственным колебаниям. Таким путем они пытались получить модели, при описании которых использовалось бы минимальное число параметров, допускаемых экспериментальными данными. Принципиальное различие между их методом и методом Монте-Карло, примененным Прессом, состоит в том, что Пресс допускал случайное изменение сравнительно большого числа параметров. Хэддон и Буллен указали, что большая информативность комплексных моделей Пресса вытекает из преимуществ его метода, поскольку простое случайное блуждание автоматически имело бы низкую вероятность. Хэддон и Буллен также подчеркивали, что "осредненная" Земля, с которой связаны осредненные периоды мод собствен-

ных колебаний, не обязательно совпадает с моделью Земли, к которой относятся осредненные годографы объемных сейсмических волн, поскольку эпицентры землетрясений и сейсмические станции распределены на земной поверхности не случайным образом.

В 1970 г. Буллен и Хэддон [37] использовали дополнительные сведения, чтобы получить улучшенную модель Земли ( $НВ_2$ ). Эта модель включает более новые данные по временам пробега  $P$ -волн, полученные Херрином [85], учитывает аномалии при наблюдении объемных волн в нижних 200 км мантии и детальное строение нижнего ядра [35]. В их более ранней модели  $НВ_1$  принималось упрощенное строение ядра (все ядро рассматривалось как жидкое), поскольку данные по собственным колебаниям не позволяют выявить тонкие детали строения нижнего ядра. Дерр [49] также создал ряд моделей Земли, используя данные по собственным колебаниям.

Андерссен и Сенета [8, 9] подробно исследовали обращение геофизических данных методом Монте-Карло, в частности развили статистическую методику для оценки надежности границ неоднозначности, определяемых семейством случайно полученных моделей. Андерссен и др. [10] применили эти методы для нахождения распределения плотности в Земле, а в более поздней работе [159] они попытались разрешить основные противоречия между моделями плотности Буллена — Хэддона и Пресса. Они показали, что эти различия вызваны не различием методов, примененных при выводе моделей, а преимущественно обусловлены различием в выборе допустимых пределов для скорости поперечных волн в верхней мантии.

Верхний предел увеличения плотности на границе внутреннего ядра получили Болт и Камар [27] из измерения амплитуд  $PKiKP$ - и  $PcP$ -фаз, записанных группой станций LASA в штате Монтана.  $PKiKP$ -фазы отражались от границы внутреннего ядра под острыми углами (эпицентральное расстояние  $\Delta < 40^\circ$ ) и указывали на резкость этой границы [61]. Анализ Болта и Камара давал для отношения плотностей на границе внутреннего ядра минимальное значение 0,875. Это соответствует максимальному скачку плотности  $\Delta\rho_{ic} = 1,8 \text{ г/см}^3$  на границе внутреннего ядра, если плотность у этой границы во внешнем ядре равна  $12,35 \text{ г/см}^3$  (см. также [26]). Этот результат получен исключительно из сейсмологических данных и не зависит от каких-либо предположений, касающихся химического состава ядра. Он также находится в согласии с последними моделями ядра, из которых

следует, что плотность во внутреннем ядре значительно меньше, чем предполагалось раньше.

Дзевонский [52] указывал, что только наблюдения обертонов позволят найти распределение плотности настолько подробно, что можно будет делать достаточно надежные оценки строения и состава глубоких областей Земли. Разнообразие моделей, которым удовлетворяют данные по временам пробега и основным модам собственных колебаний, свидетельствует о недостаточности сделанных ограничений и необходимости иметь более обширную систему исходных данных. Дзевонскому удалось выделить обертоны с периодами более 250 – 300 с на записях Аляскинского землетрясения 1964 г., сделанных на станциях Мировой сети стандартизованных сейсмических станций. Используя эту дополнительную информацию, он построил ряд моделей Земли. Его окончательные модели указывают на изменение состава в нижних 500 км мантии. Распределения плотности дают в нижней мантии систематические расхождения с моделями НВ<sub>1</sub> и Пресса, хотя все они лежат в области решений Пресса (исключение составляют модели, которые дают минимум скорости поперечных волн в интервале глубин 480 – 650 км). Хотя эти модели хорошо согласуются с основными модами собственных колебаний и двумя первыми сфероидальными обертонами, с третьим и четвертым обертонами сфероидальных и крутильных колебаний согласие плохое. По данным Дзевонского, также необходимо твердое внутреннее ядро, если скорость поперечных волн во внутреннем ядре составляет 3,5 км/с,  $\Delta\rho_{ic} = 0,81 \text{ г/см}^3$ .

## 1.5. Обратные задачи в геофизике

При математической постановке обратной задачи возможные изменения физических параметров рассматриваются как элементы абстрактного функционального пространства, причем каждый элемент представляет собой некоторую модель Земли. В частности, сферически-симметричная, невращающаяся, линейно-упругая и изотропная Земля может быть описана тремя заданными функциями радиуса: скоростями продольных и поперечных волн и плотностью. Наблюдаемые величины (например, масса, момент инерции, периоды собственных колебаний Земли, времена пробега сейсмических волн) являются функционалами, определенными на пространстве земных моделей. Поскольку физические параметры распределены непрерывно в некотором ин-

тервале, а количество доступных данных с неизбежностью ограничено, обратная задача, вообще говоря, не имеет единственного решения. Кроме того, наблюдаемые величины, используемые в качестве фактических данных, всегда отягощены ошибками. Поэтому в действительности мы располагаем только *оценками* величины функционалов.

Бэкус и Гилберт в серии статей разработали общий подход к обратным задачам геофизики. Они исследовали вопрос о том, в какой мере ограниченный набор наблюдаемых функционалов, названных ими *глобальными данными по Земле* (gross Earth data), или сокращено GED, можно использовать для определения внутреннего строения Земли [13]. В следующей работе [14] они показали, каким образом определяется наименьший интервал значений параметров, который может быть разрешен при данном наборе наблюдаемых величин на той или иной глубине. Основной результат их работы состоит в возможности получения строгих выводов относительно внутреннего строения Земли из ограниченного набора наблюдаемых функционалов (GED). Неограниченное разрешение нельзя получить ни при каком ограниченном наборе данных. Тем не менее может быть дан строгий ответ на ряд качественных вопросов, например, существуют ли в мантии зоны низких скоростей или инверсии плотности. В первых упомянутых статьях [13, 14] ошибки наблюдений считались пренебрежимо малыми. В последующей работе Бэкус и Гилберт рассмотрели влияние этих ошибок и исследовали проблему обращения конечного набора  $G$  неточных данных [15]. Они показали, что, располагая некоторыми наборами  $G$ , можно в пределах ошибки определить строение Земли (без учета тонкой структуры). Далее Бэкус и Гилберт показали, каким образом можно определить, позволяет ли данный набор  $G$  построить локально усредненные значения параметров Земли, и как можно найти минимальный возможный масштаб усреднения для данной глубины при условии, что изменения ошибки ограничены сверху заданным числом.

Невозможно дать краткое описание теории, развитой Бэкусом и Гилбертом, — детальный обзор их работ сделал сам Бэкус [11]. Паркер [124] применил указанный метод к проблеме определения электропроводности мантии и предпослал своей статье изложение основных идей чрезвычайно важных работ Бэкуса и Гилберта.

На симпозиуме по обратным задачам математической физики, состоявшемся в июле 1971 г. в Эймсском исследовательском центре НАСА в Калифорнии, обсуждались задачи, представляющие интерес для целого ряда научных дисциплин. Паркер [125] сделал краткий об-

зор метода Бэкуса – Гилберта, и ниже мы даем выдержку из его статьи.

Рассмотрим задачу определения некоторого параметра Земли как функции радиуса, предполагая, что этот параметр не зависит от угловых координат. Обратимся сначала к линейной обратной задаче, когда данные наблюдений линейно зависят от искомого параметра. Пусть имеющиеся данные представляют собой набор  $N$  действительных чисел  $\gamma_j$  ( $j = 1, 2, \dots, N$ ). Предположим, что экспериментальные ошибки отсутствуют и данные являются точными. Тогда мы можем написать

$$\gamma_j = \int_0^a m(r) G_j(r) dr, \quad j = 1, 2, \dots, N, \quad (1.13)$$

где  $a$  – средний радиус Земли,  $m(r)$  – искомый параметр и  $G_j(r)$  – ядро интегрального уравнения (1.13) (каждому измерению соответствует свое ядро). Для примера рассмотрим случай, когда искомым параметром  $m(r)$  является плотность  $\rho(r)$ , а  $\gamma_j$  представляют собой радиальные компоненты силы тяжести, измеренные при значениях радиуса  $r_j$  ( $r_j \gg a$ ). Тогда

$$\gamma_j = \int_0^a \frac{4\pi G r^2}{r_j^2} \rho(r) dr, \quad (1.14)$$

и, следовательно,

$$G_j = \frac{4\pi G r^2}{r_j^2}. \quad (1.15)$$

В более общем случае единственной информацией о параметре  $m(r)$  является набор измерений  $\gamma_j$ . При этом возникает проблема привязки этой информации к определенным точкам внутри Земли. Бэкус и Гилберт рассматривают линейную комбинацию

$$L = \sum_{j=1}^N a_j \gamma_j. \quad (1.16)$$

Используя предположение о линейности, получаем

$$L = \int_0^a \left[ \sum_{j=1}^N a_j G_j(r) \right] m(r) dr. \quad (1.17)$$

Если бы коэффициенты  $a_j$  можно было выбрать таким образом, чтобы функция в квадратных скобках была равна дельта-функции Дирака  $\delta(r - r_0)$ , то  $L$  было бы равно просто  $m(r_0)$  — величине искомого параметра в точке  $r_0$ . Поскольку в общем случае это сделать невозможно, задача заключается в выборе коэффициентов  $a_j$  с целью получить функцию, отличную от нуля в некоторой окрестности точки  $r_0$ . Определив численную меру отклонения функции  $F(r)$  от дельта-функции, Бэкус и Гилберт решили задачу путем минимизации этой меры варьированием коэффициентов  $a_j$ . В частности, они рассмотрели две меры:

$$D_1 = \int_0^a [\delta(r - r_0) - F(r)]^2 dr \quad (1.18)$$

и

$$D_2 = \int_0^a F(r)^2 (r - r_0)^2 dr. \quad (1.19)$$

При этом

$$\int_0^a F(r) dr = 1.$$

Ясно, что если коэффициенты  $a_j$  подобраны так, что  $D_1$  или  $D_2$  малы, то функция  $F(r)$  будет иметь вид пика единичной площади, локализованного около точки  $r_0$ . Можно использовать и другие меры, однако  $D_1$  и  $D_2$  удобны тем, что позволяют получить простые уравнения для коэффициентов  $a_j$ . Располагая набором коэффициентов  $a_j$  для любого радиуса  $r_0$ , получаем оценку параметра  $m(r_0)$ :

$$\langle m(r_0) \rangle = \sum_{j=1}^N a_j \gamma_j. \quad (1.20)$$

Измерения не могут выявить детальные структуры с характерным размером, меньшим, чем ширина выбранной для данной глубины дельта-образной функции; другими словами, ограниченный набор данных (даже совершенно точных) может дать только сглаженную картину действительной структуры. В рассмотренном выше примере с силой тяжести измерения при различных  $r_j$ , очевидно, не дают новой информации о распределении плотности  $\rho(r)$ , поскольку любая линейная комбинация ядер  $G_j$  также пропорциональна  $r^2$ . Поэтому любая модель, структура которой зависит только от радиуса и дающая правильное значение массы, будет удовлетворять данным наблюдений.

В действительности каждое измерение сопряжено с некоторой ошибкой, поэтому существуют две меры неточности — погрешность оценки данного параметра и величина разрешающей способности. Естественно желание уменьшить, насколько это возможно, обе эти погрешности. Однако оказывается невозможным выбрать коэффициенты  $a_j$  так, чтобы одновременно минимизировать и погрешность оценки, и ошибку разрешения. Погрешность оценки можно снизить только за счет уменьшения разрешающей способности, и наоборот. Такое соотношение между величиной ошибки и разрешающей способностью существует при любых радиусах. Поэтому при выборе наилучшей модели нужно находить какой-то компромисс.

Паркер [126] рассмотрел обратную задачу с неадекватными данными, возникающую не только при малом числе данных наблюдений, но и в случае по существу неоднозначной задачи (например, при попытке найти распределение плотности в теле по данным гравиметрических наблюдений вне тела). Паркер показал, что, хотя неадекватные данные не позволяют определить детальную структуру, тем не менее эти данные можно использовать для исключения определенных классов структур и построения границ множества приемлемых моделей. Проблему интерпретации недостаточных, неточных и противоречивых данных исследовал также Джексон [91]. Вопрос о единственности решения в дальнейшем рассматривал Дзевонский [52], а Виггинс [155] дал обзор общей теории линейных обратных задач.

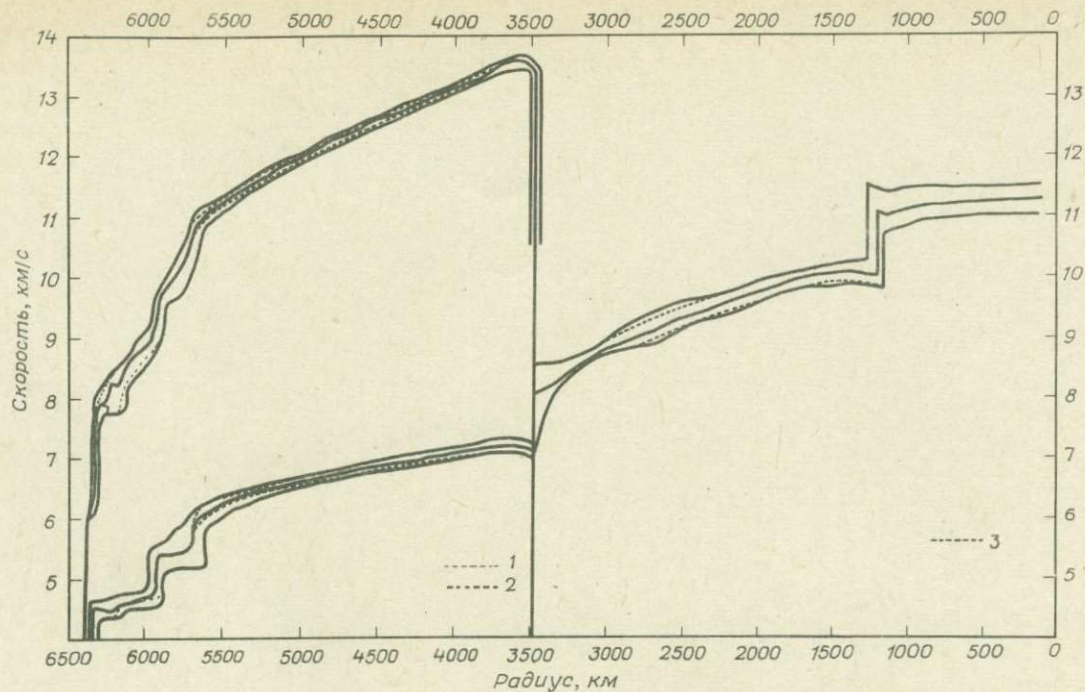
Наконец, необходимо подчеркнуть, что большинство обратных задач геофизики нелинейно и простого соотношения между  $\gamma_j$  и  $m(r)$  обычно не существует. В таких случаях Бэкус и Гилберт линеаризуют задачу. В основе их метода лежит использование итерационного алгоритма теории возмущений, аппроксимирующего разницу между искомой моделью Земли и некоторой начальной моделью частным решением конечной системы линейных неоднородных интегральных уравнений, связывающих изменения данных. Из наблюдаемых функционалов вычитаются соответствующие функционалы, вычисленные для начальной модели, затем решается система уравнений теории возмущений и вычисленные величины возмущений добавляются к соответствующим параметрам начальной модели. Этот процесс повторяется до тех пор, пока не будет достигнуто согласование возмущенной модели с данными наблюдений. Поскольку обратная задача нелинейна и не имеет единственного решения, к интерпретации любых численных результатов следует подходить с особой осторожностью. Весьма распространенная ошибка состоит в том,

что некоторые свойства модели, удовлетворяющей данным наблюдений, считаются присущими реальной Земле, в то время как в действительности это вовсе не вытекает из самих данных. Более того, нет гарантии в том, что не существует других начальных моделей, выходящих за рамки линейного описания. В работе Виггинса и др. [156] указано на существенно нелинейное поведение объемных волн и, следовательно, на малую эффективность линеаризованных схем.

Мак-Мекен и Виггинс [118] развили прямой метод обращения сейсмического годографа  $T = T(\Delta)$  для определения профилей скорости. Они показали, каким образом набор наблюденных точек на плоскости  $(T, \Delta)$  можно преобразовать в соответствующую кривую на плоскости скорость — глубина. Они назвали задачу нахождения таких кривых для всевозможных моделей, согласующихся с данными наблюдений, задачей "экстремальной инверсии". Мак-Мекен и Виггинс считают, что обычно используемый для обращения годографа метод Монте-Карло теперь является устаревшим. В одной из последующих статей Виггинс и др. [156] исследовали множество моделей Земли, которые могут быть получены из данных по объемным волнам. На рис. 1.13 показаны пределы распределений скоростей сейсмических волн для всех возможных моделей, согласующихся с использованными авторами данными. В частности, найдено, что глубина границы внутреннего ядра определяется с точностью  $\pm 40$  км, а глубина границы мантии и ядра — с точностью  $\pm 18$  км. Неопределенность значений скоростей  $P$ - и  $S$ -волн составляет  $\pm 0,08$  км/с в нижней мантии и около  $\pm 0,10$  км/с в ядре. Интересным результатом работы [156] является тот факт, что весьма грубые наблюдения времен пробега фаз  $SKKS - SKS$  значительно сильнее сужают диапазон возможных моделей, чем наиболее точные оценки времен пробега  $P_nKP$ -фаз.

Основное положение теории Бэкуса и Гилберта состоит в том, что, хотя нельзя получить точного решения задачи, оказывается возможным построить строгие оценки *линейных средних* значений параметров искомой модели. Целью их теории является построение с помощью ограничений, налагаемых данными наблюдений, оптимальных фильтров обращения, позволяющих выявить правильное решение. Как уже говорилось, существует соотношение неопределенности между разрешающей способностью и точностью, с которой оценивается данная величина.

Джордан [106] использовал в своей работе вариант теории Бэкуса — Гилберта, включающий в себя и теорию стохастического обраще-



Р и с. 1.13. Предельные распределения скоростей сейсмических волн для всех возможных моделей Земли, получаемых из данных по объемным волнам [156]. Предельные значения для ядра получены в предположении фиксированного радиуса  $r_c = 3481$  км. Средняя сплошная кривая — стандартная модель; 1 — фиксирована толщина коры; 2 — фиксирована толщина верхней мантии; 3 — узкие пределы для  $P$ -волн.

ния Франклина [63]. В частности, единственное решение линейной системы получается минимизацией специальной квадратичной меры ошибки. Эта квадратичная форма является суммой двух членов (меры разрешающей способности и меры точности оценки), параметризованных таким образом, чтобы получалось соотношение неопределенности, как у Бэкуса — Гилберта. Джордан показал, что обобщенные обращения Пенроуза [130] и Мура [121] и стохастическое обращение Франклина [63] лежат на кривой, соответствующей указанному соотношению неопределенности, причем стохастическое обращение в известном смысле оказывается оптимальным. При этом, как показал Джордан, любое частное решение, вычисленное для выбранной точки на кривой, соответствующей соотношению неопределенности, является оценкой свертки точного решения со сглаживающим оператором.

## 1.6. Модели глубоких недр Земли

Клири [44] дал обзор имеющихся данных о слое  $D''$  — нижних 200 км мантии. Было предложено два совершенно различных типа моделей слоя  $D''$ :

а) модели с медленно меняющимися вплоть до границы мантия — ядро скоростями  $P$ - и  $S$ -волн при отсутствии резких изменений градиентов скоростей;

б) модели с резким уменьшением градиентов скоростей на уровне ~ 100 км выше границы мантия — ядро, причем значения градиентов скоростей близки к критическим вплоть до самой границы.

Тип (а) представлен моделью UTD 124A' Дзевонского и Гилберта [55] и моделью В1 Джордана и Андерсона [107]. Обе модели хорошо согласуются с большинством имеющихся данных по временам пробега сейсмических волн и собственным колебаниям Земли. Правомерность этих моделей основывается на утверждении, частично поддерживаемом теоретическими работами, что данные, указывающие на существование низкоскоростной зоны в слое  $D''$ , на самом деле возникают из-за искривления сейсмических лучей границей мантии и ядра.

С другой стороны, увеличение времени пробега и амплитудные характеристики короткопериодных  $P$ -волн указывают на чрезвычайно быстрое уменьшение градиента скорости на глубине, соответствующей эпицентральному расстоянию ~92°. Представляется весьма маловероятным, что эти данные можно объяснить влиянием границы раздела. Измеренные времена пробега  $P$ - и  $S$ -волн на эпицентральных

расстояниях, больших  $96^\circ$ , также указывают на пониженные значения скоростей в слое  $D''$ .

Тип (б) представлен моделью В2 Джордана [106], моделью Болта [26] и новой моделью, обозначенной ANU2 [44]. Для всех этих моделей характерны высокие градиенты плотности, отражающие неоднородность слоя  $D''$ . Модель В2 достаточно хорошо удовлетворяет данным по собственным колебаниям Земли, но имеет неоправданно низкие скорости  $S$ -волн у границы мантия — ядро.

Большое количество дополнительной информации было получено из данных по собственным колебаниям Земли. Однако здесь возникает проблема интерпретации, поскольку обнаруживается сильная корреляция между различными параметрами, например между скоростью поперечных волн, плотностью в нижней мантии и радиусом ядра [52]. Поэтому различным исследователям удалось построить модели, радикально отличающиеся по структуре нижней мантии и тем не менее удовлетворяющие данным по собственным колебаниям (см. разд. 5.3 и табл. 5.1, в которой приведены значения градиента плотности в самой нижней части мантии для различных моделей).

Не вызывает сомнений резкость границы мантия — ядро, хотя здесь и могут иметься незначительные горизонтальные изменения некоторых физических параметров. Дзевонский и Хэддон [58] недавно дали обзор имеющихся работ по определению радиуса  $r_c$  ядра. Первая близкая к современным оценка была сделана Гутенбергом [69], который получил для  $r_c$  значение 3471 км, определив эпицентральное расстояние, на котором начинают наблюдаться дифрагированные  $P$ -волны. Намного позднее Джеффрис [97] предложил метод, в котором используются времена пробега отраженных от ядра волн, и получил значение 3473 ( $\pm 4,2$ ) км, которое позднее он исправил на 3473,1 ( $\pm 2,5$ ) км [98]. Этот метод с некоторыми изменениями применяется до сих пор, и только в последние годы полученные дополнительные данные привели к улучшению оценки Джеффриса.

Используя данные по временам пробега  $PcP$ -фаз от ядерных взрывов, Таггарт и Ингдал [150] получили  $r_c = 3477 (\pm 2,0)$  км. В настоящее время имеются убедительные данные, свидетельствующие о существенных горизонтальных изменениях (по меньшей мере порядка 1%) скорости продольных волн  $V_p$  в нижних нескольких сотнях километров мантии (см., например, [108]). Ранее Эрджин [62] и Болт [25] обнаружили отрицательный градиент скорости в мантии

непосредственно над ее границей с ядром. Позднее Болт [26] нашел, что снижение  $V_p$  в нижних 150 км мантии на 2% приводит к  $r_c = 3475 (\pm 2,0)$  км. Хейлс и Робертс [81] также предположили уменьшение скорости  $V_S$  (приблизительно на 3%) в переходном слое над границей мантия – ядро. В следующей работе [82], основываясь на вычислениях разностей времен пробега  $S_cS$  и  $S$ -фаз на эпицентральных расстояниях  $48^\circ < \Delta < 70^\circ$ , они получили для  $r_c$  значения  $3490 (\pm 4,7)$  км и  $3486 (\pm 4,6)$  км соответственно для двух возможных моделей мантии. Недавно Ингдал и Джонсон [60] проанализировали разности времен пробега  $P_cP$ - и  $P$ -фаз от трех ядерных взрывов на Алеутских островах и сделали вывод, что значение  $3477$  км, полученное для  $r_c$  Таггартом и Ингдалом [150], следует увеличить на 5 – 15 км. Наилучшей оценкой авторы считают величину  $3482,2 (\pm 2,9)$  км.

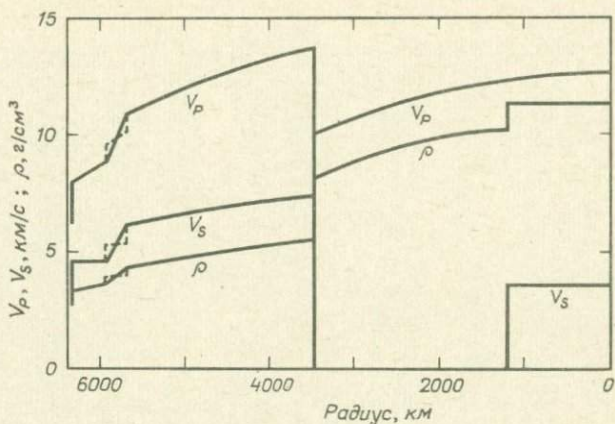
Данные другого рода – периоды собственных колебаний Земли – впервые были получены при анализе большого числа записей сильнейшего Чилийского землетрясения 22 мая 1960 г. (см. разд. 1.3) Информация, получаемая при наблюдении собственных колебаний Земли, важна не только потому, что величина их периодов зависит от распределения плотности, но и вследствие присущего собственным колебаниям свойства усреднять горизонтальные неоднородности в строении Земли. Так, метод нормальных мод дает полную информацию о свойствах сферически-симметричной усредненной Земли; при этом нет необходимости вводить станционные поправки или поправки на влияние источника. Благодаря этому свойству данные по нормальным модам можно использовать в качестве эталонных данных при построении Стандартной модели Земли.

Данные по собственным колебаниям Земли требуют увеличения радиуса ядра  $r_c$  по сравнению с более ранними оценками. Дорман и др. [51] предложили модель, в которой радиус ядра увеличен на 10 км, а также введен "мягкий" слой в подошве мантии. Позднее Хэддон и Буллен [77] показали, что данные по собственным колебаниям Земли можно согласовать с градиентом плотности в нижней мантии, полученным из уравнения Адамса – Вильямсона (см. разд. 1.4), если увеличить  $r_c$  на 15 – 20 км сверх величины  $3473$  км, полученной Джеффрисом [98]. Пресс использовал метод Монте-Карло для построения большого числа моделей Земли (см. разд. 1.4). Результаты его последней работы [134] говорят о том, что приемлемыми оказываются модели с любым значением радиуса ядра, лежащим в пределах от  $3463$  до  $3483$  км.

Дзевонский [52] показал далее, что только дополнительные данные по обертонам могут сузить диапазон возможных моделей, основанных только на данных по основным тонам. Используя собственные периоды 70 сфероидальных и крутильных обертонов из спектров 84 записей Аляскинского землетрясения 28 марта 1964 г. (идентифицированных и измеренных Дзевонским и Гилбертом [55]), он сумел сузить диапазон приемлемых значений  $r_c$  до интервала 3486 – 3491 км. К настоящему времени получено значительно больше данных по обертонам [57]. Эти данные были использованы рядом авторов при создании моделей Земли. Две из них имеют особое значение для построения Стандартной модели Земли. Это модели Джордана – Андерсона [107] и Гилберта – Дзевонского – Брюна [68]. При построении обеих моделей использовались все имеющиеся данные о глубоких недрах Земли. Джордан и Андерсон получили для  $r_c$  значение 3485 км, а Гилберт, Дзевонский и Брюн – 3482,6 и 3484,9 км для двух различных моделей. Наилучшей оценкой для  $r_c$ , имеющейся в настоящее время, является значение 3485 ( $\pm 3$ ) км. Хотя средняя глубина границы мантия – ядро сейчас определена достаточно точно, детальное распределение скоростей сейсмических волн, а также физические и химические свойства самых нижних 200 км мантии все еще очень слабо изучены.

Принятое в модели Джеффриса – Буллена значение радиуса внутреннего ядра 1250 км в настоящее время представляется несколько завышенным. В модели Болта [23] используется значение 1216 км для радиуса внутреннего ядра  $r_i$ , а в следующей работе Болта [24], результаты которой подтверждаются данными по закритическим отражениям *PKiKP*-фазы [28], получены значения  $r_i$  около 1220 км. В моделях Бухбиндера [31] и Камара [135] для  $r_i$  приняты соответственно значения 1226 и 1213 км. В работе Ингдала с соавторами (в печати), где используются времена пробега *PKiKP*-фазы и модели Земли, построенные на основе наблюдаемых значений функционалов (GED) (см. разд. 1.5), предлагается значение  $r_i = 1227,4 (\pm 0,6)$  км. В настоящее время величина радиуса внутреннего ядра  $r_i$ , лежащая в пределах 1215 – 1234 км, кажется предпочтительнее, чем предполагавшееся ранее значение 1250 км.

При построении начальных моделей Джордан [106] использовал для верхней мантии предложенное Берчем [20] (см. уравнение (1.12)) линейное соотношение между скоростью продольных волн и плотностью. Вопрос о независимости этого соотношения от температуры



Р и с. 1.14. Распределение скоростей продольных и поперечных волн и плотности в Земле для двух начальных моделей (по Джордану [106]). — модель А; - - модель В.

и давления рассмотрен в работе Андерсона и др. [7]. Значения плотности в нижней мантии и ядре находились с помощью уравнения Адамса — Вильямсона. При выбранном распределении скоростей сейсмических волн профиль плотности определяется единственным образом, если задана плотность в основании коры, а также масса и момент инерции Земли. Тот же самый метод использовал Берч [21] при построении своей модели II. Распределения основных параметров двух начальных моделей (модели А и В), использованных Джорданом, показаны на рис. 1.14. Проанализировав обширный набор данных по разностям времен пробега сейсмических волн и по собственным периодам Земли, Джордан получил оценки радиального распределения плотности и скоростей продольных и поперечных волн. Модель В1 с точностью 95% удовлетворяет 127 из 177 собственных периодов из набора Дзевонского и Гилберта [55], а также большому количеству дополнительных данных. Основные характеристики этой модели приведены в табл. 1.3, а также изображены графически на рис. 1.15. Радиус ядра принимается равным 3485 км — величине, полученной из данных по разности времен пробега *PCP*- и *P*-фаз; радиус внутреннего ядра в данной модели составляет 1215 км. Считается, что других разрывов первого рода в ядре не существует. Это находится в согласии с моделью ядра, предложенной Хэддоном [76] на основе интерпретации

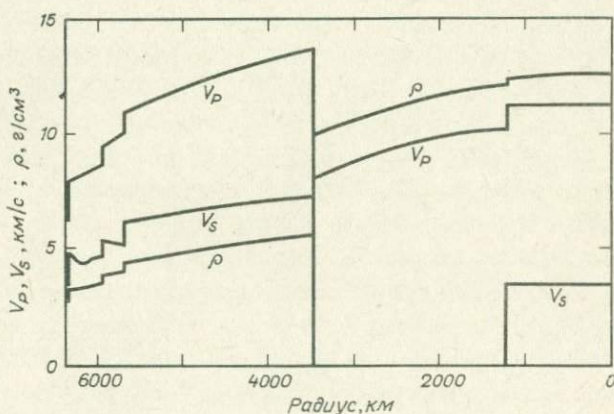
Таблица 1.3

## Основные параметры модели В1 (по Джордану, 1973)

<i>i</i>	Радиус, км	Глубина, км	$V_p$ , км/с	$V_s$ , км/с	$\rho_p$ , г/см <sup>3</sup>	$\phi$ , км <sup>2</sup> /с <sup>2</sup>	$k$ , кбар	$\mu$ , кбар	$\lambda$ , кбар	$\sigma$	$\rho$ , кбар	$\beta$ , см/с <sup>2</sup>
1	1	6370	11,20	3,50	12,58	109,11	13721	1540	12694	0,4459	3609	0
2	100	6271	11,20	3,50	12,57	109,11	13716	1541	12689	0,4459	3606	52
3	200	6171	11,20	3,50	12,56	109,12	13700	1539	12674	0,4458	3598	78
4	300	6071	11,20	3,50	12,53	109,14	13671	1555	12648	0,4459	3586	110
5	400	5971	11,20	3,50	12,52	109,16	13665	1532	12643	0,4459	3570	144
6	500	5871	11,20	3,50	12,51	109,18	13663	1531	12642	0,4460	3550	178
7	600	5771	11,20	3,50	12,51	109,20	13658	1528	12639	0,4461	3525	212
8	700	5671	11,20	3,49	12,50	109,19	13649	1523	12633	0,4462	3496	247
9	800	5571	11,19	3,48	12,50	109,12	13644	1517	12632	0,4464	3463	281
10	900	5471	11,19	3,48	12,49	109,09	13630	1510	12623	0,4466	3426	316
11	1000	5371	11,19	3,47	12,46	109,22	13609	1499	12610	0,4469	3384	350
12	1100	5271	11,21	3,46	12,39	109,57	13571	1485	12581	0,4472	3339	385
13	1215	5156	11,22	3,46	12,28	109,87	13492	1467	12513	0,4475	3281	423
14	1215	5156	10,14	0,0	12,11	102,91	12460	0	12460	0,5000	3281	423
15	1300	5071	10,15	0,0	12,08	102,99	12444	0	12444	0,5000	3236	450
16	1400	4971	10,15	0,0	12,04	103,06	12411	0	12411	0,5000	3180	482
17	1500	4871	10,14	0,0	11,99	102,85	12334	0	12334	0,5000	3120	514
18	1600	4771	10,12	0,0	11,93	102,39	12219	0	12219	0,5000	3056	546
19	1700	4671	10,07	0,0	11,87	101,47	12042	0	12042	0,5000	2990	578
20	1800	4571	10,00	0,0	11,80	100,08	11805	0	11805	0,5000	2919	609
21	1900	4471	9,93	0,0	11,72	98,65	11561	0	11561	0,5000	2846	640
22	2000	4371	9,86	0,0	11,64	97,14	11307	0	11307	0,5000	2769	671
23	2100	4271	9,78	0,0	11,56	95,59	11048	0	11048	0,5000	2690	701
24	2200	4171	9,70	0,0	11,47	94,00	10785	0	10785	0,5000	2607	731
25	2300	4071	9,62	0,0	11,39	92,57	10542	0	10542	0,5000	2522	760
26	2400	3971	9,55	0,0	11,30	91,23	10309	0	10309	0,5000	2434	790
27	2500	3871	9,46	0,0	11,21	89,51	10032	0	10032	0,5000	2343	818
28	2600	3771	9,35	0,0	11,11	87,49	9718	0	9718	0,5000	2250	846
29	2700	3671	9,24	0,0	11,00	85,35	9388	0	9388	0,5000	2155	874
30	2800	3571	9,11	0,0	10,88	82,92	9023	0	9023	0,5000	2058	901
31	2900	3471	8,96	0,0	10,76	80,21	8628	0	8628	0,5000	1959	928
32	3000	3371	8,79	0,0	10,62	77,30	8209	0	8209	0,5000	1858	954
33	3100	3271	8,63	0,0	10,48	74,41	7797	0	7797	0,5000	1756	979
34	3200	3171	8,46	0,0	10,33	71,62	7400	0	7400	0,5000	1653	1003
35	3300	3071	8,31	0,0	10,19	68,99	7026	0	7026	0,5000	1549	1026
36	3400	2971	8,16	0,0	10,04	66,52	6676	0	6676	0,5000	1444	1049
37	3485	2886	8,02	0,0	9,90	64,36	6373	0	6373	0,5000	1354	1068
38	3485	2886	13,67	7,27	5,58	116,38	6489	2948	4523	0,3027	1354	1068
39	3510	2861	13,67	7,27	5,56	116,35	6466	2934	4510	0,3029	1340	1064
40	3550	2921	13,66	7,26	5,54	116,32	6443	2916	4498	0,3033	1316	1059
41	3625	2746	13,63	7,22	5,50	116,09	6385	2871	4471	0,3045	1272	1049
42	3700	2671	13,57	7,19	5,46	115,28	6294	2822	4412	0,3049	1229	1041
43	3775	2596	13,49	7,16	5,42	113,67	6160	2775	4309	0,3041	1187	1034
44	3850	2521	13,40	7,13	5,38	111,84	6014	2730	4194	0,3029	1145	1027
45	3925	2446	13,31	7,09	5,34	109,99	5870	2686	4079	0,3015	1104	1021
46	4000	2371	13,22	7,06	5,30	108,16	5727	2642	3966	0,3001	1063	1016
47	4075	2296	13,13	7,03	5,26	106,36	5597	2601	3863	0,2988	1023	1011
48	4150	2221	13,03	6,99	5,22	104,68	5469	2555	3765	0,2979	984	1008
49	4225	2146	12,95	6,96	5,19	103,12	5347	2509	3674	0,2971	944	1004
50	4300	2071	12,86	6,92	5,15	101,55	5227	2465	3583	0,2962	905	1001
51	4375	1996	12,77	6,88	5,11	99,84	5102	2422	3487	0,2951	867	999
52	4450	1921	12,68	6,85	5,07	98,13	4978	2380	3391	0,2938	829	997
53	4525	1846	12,59	6,81	5,04	96,63	4866	2336	3309	0,2931	791	996
54	4600	1771	12,50	6,77	5,00	95,13	4755	2293	3226	0,2923	754	994
55	4675	1696	12,41	6,74	4,96	93,49	4638	2253	3136	0,2909	716	994
56	4750	1621	12,33	6,71	4,92	92,10	4535	2214	3058	0,2901	680	993
57	4825	1546	12,25	6,67	4,89	90,62	4427	2174	2977	0,2890	643	993
58	4900	1471	12,16	6,64	4,85	88,99	4313	2136	2888	0,2874	607	993
59	4975	1396	12,06	6,59	4,81	87,59	4211	2089	2819	0,2872	571	993
60	5050	1321	11,97	6,55	4,77	86,07	4103	2044	2740	0,2864	535	993
61	5125	1246	11,86	6,50	4,72	84,34	3984	1998	2651	0,2851	500	994
62	5200	1171	11,75	6,47	4,68	82,36	3854	1956	2549	0,2829	465	994
63	5275	1096	11,64	6,44	4,64	80,15	3715	1920	2435	0,2796	430	995
64	5350	1021	11,52	6,39	4,59	78,30	3594	1871	2346	0,2781	395	996
65	5425	946	11,39	6,33	4,55	76,31	3469	1824	2253	0,2763	361	997
66	5500	871	11,26	6,28	4,50	74,19	3340	1778	2154	0,2739	327	998
67	5550	821	11,17	6,25	4,47	72,72	3252	1746	2087	0,2722	305	999
68	5600	771	11,07	6,21	4,44	71,18	3162	1712	2020	0,2706	283	1000
69	5650	721	10,97	6,17	4,41	69,71	3075	1677	1957	0,2693	261	1000
70	5700	671	10,88	6,12	4,38	68,39	2996	1642	1901	0,2683	239	1001

Продолжение табл. 1.3

<i>I</i>	Радиус, км	Глубина, км	$V_p$ , км/с	$V_s$ , км/с	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\phi$ , км <sup>2</sup> /с <sup>2</sup>	$k$ , пбар	$\mu$ , пбар	$\lambda$ , пбар	$\sigma$	$\rho$ , кбар	$\epsilon$ , см/с <sup>2</sup>
71	5700	671	10,08	5,21	4,05	65,37	2644	1098	1911	0,3175	239	1001
72	5725	646	10,01	5,21	4,02	64,03	2575	1092	1846	0,3141	228	1001
73	5750	621	9,95	5,22	4,00	62,62	2503	1088	1777	0,3100	218	1000
74	5775	596	9,88	5,23	3,97	61,16	2430	1086	1706	0,3055	208	1000
75	5800	571	9,81	5,24	3,95	59,66	2355	1084	1632	0,3004	199	1000
76	5825	546	9,75	5,26	3,92	58,13	2280	1084	1558	0,2948	189	999
77	5850	521	9,68	5,27	3,90	56,58	2205	1084	1482	0,2887	179	999
78	5875	496	9,61	5,29	3,87	55,05	2131	1084	1408	0,2825	169	999
79	5900	471	9,54	5,31	3,85	53,56	2060	1083	1338	0,2763	160	998
80	5925	446	9,48	5,32	3,82	52,14	1992	1079	1272	0,2705	150	998
81	5951	420	9,41	5,32	3,80	50,76	1926	1074	1210	0,2649	140	997
82	5951	420	8,75	4,67	3,58	47,61	1706	780	1186	0,3017	140	997
83	5975	396	8,71	4,66	3,57	46,79	1668	775	1151	0,2988	132	997
84	6000	371	8,66	4,66	3,54	46,02	1630	768	1118	0,2965	123	996
85	6050	321	8,56	4,60	3,49	44,96	1569	739	1076	0,2964	105	994
86	6100	271	8,46	4,50	3,44	44,53	1530	695	1067	0,3028	88	992
87	6150	221	8,35	4,37	3,39	44,26	1498	648	1066	0,3110	71	990
88	6175	196	8,30	4,34	3,37	43,79	1473	633	1051	0,3119	63	989
89	6200	171	8,25	4,35	3,35	42,77	1432	633	1009	0,3072	54	988
90	6225	146	8,19	4,37	3,34	41,60	1388	637	962	0,3008	46	987
91	6250	121	8,13	4,44	3,33	39,88	1327	565	889	0,2878	38	986
92	6271	100	8,08	4,53	3,32	38,05	1264	681	810	0,2717	31	986
93	6271	100	8,08	4,53	3,32	38,05	1264	681	810	0,2717	31	986
94	6290	81	8,04	4,62	3,32	36,21	1202	708	730	0,2537	25	985
95	6310	61	8,00	4,72	3,32	34,24	1135	738	643	0,2327	18	984
96	6330	41	7,95	4,80	3,31	32,52	1076	762	568	0,2136	12	984
97	6350	21	7,91	4,83	3,30	31,45	1037	769	524	0,2026	5	983
98	6350	21	6,20	3,40	2,79	23,03	642	322	427	0,2850	5	983
99	6360	11	6,20	3,40	2,79	23,03	642	322	427	0,2850	3	982
100	6371	0	6,20	3,40	2,79	23,03	642	322	427	0,2850	0	981

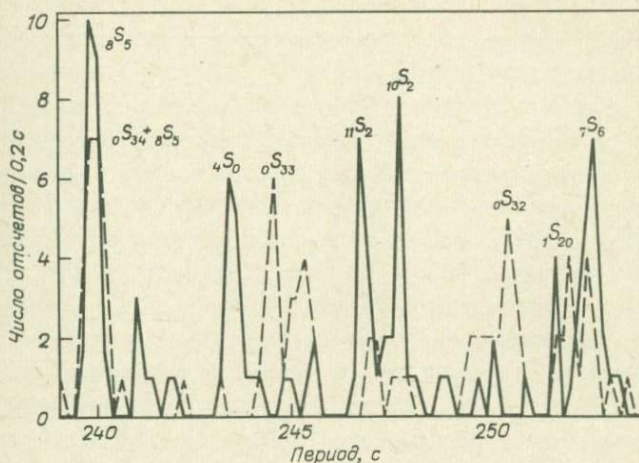


Р и с. 1.15. Распределение скоростей продольных и поперечных волн и плотности в Земле для модели В1 (по Джордану, 1973).

фаз, предшествующих фазе *PKP*, как волн, рассеянных на границе мантии и ядра. Разбор этой работы дали Джордан и Д.Л. Андерсон [107].

Дзевонский и Гилберт [56] продолжили свою начатую ранее работу [55] по идентификации периодов нормальных мод в спектрах 84 записей Аляскинского землетрясения 1964 г. Они идентифицировали 86 новых сфероидальных обертонов с порядковыми номерами от 3 до 25. Для более чем 60% обертонов идентификация периодов подтверждается данными записей Колумбийского землетрясения 31 июля 1970 г. Остальные моды были слишком слабо возбуждены Колумбийским землетрясением и не наблюдались. Собственные периоды, определенные в этих двух статьях [55, 56], составляют чуть более 200 элементов GED, более половины из которых соответствуют обертонам. Некоторые из этих данных не содержат новой информации и являются излишними. Гилберт [66] показал, каким образом можно построить набор *необходимых данных* SED (significant Earth datum), а затем Гилберт, Дзевонский и Брюн [68] выяснили, что число необходимых элементов SED, содержащихся в наборе собственных периодов, полученном Дзевонским и Гилбертом [55, 56], составляет 36 [68]. В последующей статье Дзевонский и Гилберт идентифицировали еще свыше 400 обертонов. Число элементов SED в наборе, состоящем более чем из 600 элементов GED, составляет всего лишь 46. Таким образом, увеличение на 200% числа наблюдаемых обертонов соответствует увеличению числа элементов SED всего на 20%. Представляется, что в настоящее время качество получаемых данных имеет большее значение, чем их количество. Дзевонский и Гилберт использовали дополнительные данные по нормальным модам для построения двух усредненных моделей радиально-симметричной Земли. Основные параметры этих моделей приведены в работе [37].

Данные по собственным колебаниям сужают интервал неопределенности в моделях плотности и содержат значительно больше информации о распределении скоростей сейсмических волн, чем опубликованные данные по временам пробега объемных волн. Благодаря большой длине волны нормальных мод присущие им частоты, вероятно, более тесно связаны со свойствами сферически-симметричной, радиально-стратифицированной "усредненной" модели Земли, чем данные по временам пробега сейсмических волн, получаемые почти исключительно из наблюдений на суше. Разрешающая способность метода собственных колебаний позволяет определить средние значения сейсмических скоростей и плотности в мантии с точностью до 1% при интервале усреднения  $\sim 200$  км [68]. При той же точности интервал усреднения для внешнего ядра составляет  $\sim 400$  км.



Р и с. 1.16. Гистограммы числа спектральных пиков, полученных из спектров записей вертикальных компонент [56]. Гистограмма для сейсмограмм с временем запаздывания менее 18 ч изображена пунктиром, свыше 18 ч — сплошной линией.

Дзевонский и Гилберт [56] наблюдали на спектрах 11 сейсмограмм моду внутреннего ядра ( $_{11}S_2$ ). В некоторых случаях колебания длятся свыше двух суток (рис. 1.16), что дает прямое доказательство твердого состояния внутреннего ядра — мода  $_{11}S_2$  не могла бы существовать, если бы внутреннее ядро было жидким. Мода внутреннего ядра  $_{11}S_2$  связана с радиальной модой  $_{10}S_2$ , обладающей приблизительно такой же фазовой скоростью, — наблюдаемые периоды составляют соответственно 246,89 и 247,74 с. Совпадение мод  $_{10}S_2$  и  $_{11}S_2$  означает, что средняя скорость поперечных волн во внутреннем ядре должна быть равна  $\sim 3,6$  км/с при очень слабом поглощении.

### 1.7. Вязкость земного ядра

Вязкость земного ядра — один из наименее известных физических параметров Земли. Имеющиеся в литературе оценки кинематической вязкости  $\nu$  различаются на много порядков и лежат в диапазоне  $10^{-8}$  —  $10^{11}$  см<sup>2</sup>/с. Выводы о большой вязкости ядра были сделаны на основе сейсмических наблюдений. Продольные волны, проходя через ядро, не испытывают заметного поглощения (см., например, [140]); отсюда следует значение вязкости порядка  $10^9$  —  $10^{11}$  см<sup>2</sup>/с. Ганс [64] пока-

зал, что учет влияния магнитного поля на отражение  $SH$ -волн от границы мантии и ядра не позволяет согласовать имеющиеся сейсмологические данные с предположением об очень малой вязкости ядра. Однако он высказал очень интересную мысль о том, что сейсмическим данным не противоречит существование слоя с высокой вязкостью  $\nu = 10^{11}$  см<sup>2</sup>/с толщиной 5 – 10 км у границы мантии и ядра; при этом средняя величина вязкости внешнего ядра остается очень малой.

Хайд [86] оценил величину вязкости у границы мантии и ядра. Он полагает, что если неровности этой границы сильно влияют на течения в ядре, как это предполагается в работе Хайда и Малина (см. разд. 4.10), то высота таких неровностей должна превышать толщину пограничного слоя в несколько раз. Используя оценку высоты этих неровностей, полученную в работе [87], Хайд получил верхний предел возможных значений эффективной (т.е. суммы турбулентной и молекулярной) кинематической вязкости у границы мантии и ядра —  $10^6$  км<sup>2</sup>/с.

Ганс [65] оценил величину  $\nu$  у границы внутреннего и внешнего ядра, предполагая, что эта граница является границей фазового перехода, и используя формулу Андраде для вязкости вещества при температуре плавления. Для чистого железа получаются следующие оценки:

$$9,0 \cdot 10^{-3} < \nu < 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с.}$$

Однако ядро состоит не из чистого железа, а содержит около 10% легких элементов, образующих сплавы с железом, — обычно предполагают присутствие кремния и серы (см. разд. 5.5). И кремний, и сера должны снижать температуру ликвидуса, плотность и среднюю атомную массу. Экспериментальные данные по влиянию примесей на вязкость вещества очень отрывочны, однако представляется вполне вероятным, что добавление примесей должно снижать величину вязкости. Но с определенностью оценить степень уменьшения вязкости не удастся. Ганс предполагает, что кинематическая вязкость ядра лежит в пределах

$$2,8 \cdot 10^{-3} < \nu < 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с.}$$

а наиболее вероятное значение  $\nu$  равно  $6 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с.

Полученные оценки относятся к границе внутреннего и внешнего ядра. Однако если градиент температуры плавления на протяжении всего ядра очень мал (см. [88] и разд. 3.3), то диапазон  $\nu$  не сильно изменится. При указанных значениях вязкости прецессионный механизм, предложенный Малкусом для генерации магнитного поля Зем-

ли (см. разд. 4.7), оказывается неустойчивым. Но трудно сказать, сможет ли эта неустойчивость преодолеть стабилизирующее действие чрезвычайно близкого к адиабатическому градиента температуры в ядре (как это предполагают Хиггинс и Кеннеди [88]).

Слихтер [143] впервые рассмотрел вопрос о свободных гравитационных колебаниях внутреннего ядра Земли и их вероятном обнаружении на записях гравиметров во время Чилийского землетрясения в мае 1960 г. Сравнительно недавно Вон и Куо [158] продолжили работу Слихтера, рассмотрев влияние вращения Земли, вязкой диссипации и магнитных напряжений. Они предположили, что колебания внутреннего ядра могут вызываться внешними факторами, такими, как сильные землетрясения или падения крупных метеоритов. Вон и Куо нашли, что период колебаний внутреннего ядра практически не зависит от вязкости и составляет несколько часов, что значительно больше величины, полученной Слихтером. Время затухания колебаний определяется главным образом вязкостью внешнего ядра на его нижней границе и оказывается чрезвычайно большим — порядка тысяч лет. Вследствие вращения Земли колеблющееся внутреннее ядро испытывает прецессию с периодом около 36 ч. Период прецессии зависит в основном от скачка плотности на границе внутреннего и внешнего ядра.

Вон и Куо оценили амплитуду колебаний внутреннего ядра значением приблизительно 60 см, в случае если на колебания расходуется энергия  $4 \cdot 10^{21}$  эрг от землетрясения с магнитудой 8,5 (при котором высвобождается энергия  $10^{25}$  эрг). Если на колебания расходуется  $2 \cdot 10^{21}$  эрг, то амплитуда колебаний составит около 45 см, а при энергии  $1 \cdot 10^{21}$  эрг амплитуда будет  $\sim 30$  см. Максимальные значения наблюдаемых при этом на поверхности Земли гравитационных аномалий для этих трех случаев равны соответственно 0,074, 0,058 и 0,038 мкгл, что находится приблизительно на уровне шума, создаваемого приливами в оптимальных точках наблюдения.

Хотя амплитуды колебаний внутреннего ядра крайне малы, время затухания оказывается чрезвычайно большим. Вон и Куо предположили, что эти колебания могут давать вклад в генерацию поля скоростей во внешнем ядре, необходимый для действия геомагнитного динамо (см. разд. 4.2). При амплитуде колебаний около 50 см и периоде колебаний 7,4 ч величина радиальной скорости на поверхности внутреннего ядра составляет  $\sim 0,01$  см/с, что находится в соответствии с оценкой радиальной скорости, полученной Буллардом и Гел-

лманом [33]. Если движение продолжается достаточно долго, возмущение может медленно распространяться по внешнему ядру. С другой стороны, напряженность современного магнитного поля Земли уменьшается приблизительно на 5% в столетие. Если принимать экспоненциальное убывание поля, то это соответствует времени релаксации около 2000 лет. При этом динамическая вязкость внешнего ядра составляет порядка  $0,1 \text{ П}$ , что очень близко к оценке Ганса [65].

Хотя Вон и Куо включили магнитогидродинамические силы в свое уравнение движения, позднее они отбросили их как пренебрежимо малые. Однако Бусе [38] отметил, что из рассмотрения Тумре [151] аналогичной задачи о связи мантии и ядра в течение 26 000-летнего периода прецессии Земли следует, что магнитные напряжения будут на несколько порядков превышать величину вязких напряжений, если предполагаемые значения динамической вязкости меньше  $1 \text{ П}$  (Вон и Куо используют значения вязкости, удовлетворяющие этому условию). Это должно значительно сократить время затухания колебаний за счет омической диссипации. Хотя магнитные и вязкие напряжения целиком определяют время затухания колебаний, они слабо влияют на величину периода колебаний. Однако Бусе [38] показал, что ограниченность радиуса внешнего ядра и действие силы Кориолиса на движение жидкости во внешнем ядре могут изменить период колебания на 50%, несмотря на то что эти два эффекта действуют в противоположных направлениях. При разности плотностей  $0,3 \text{ г/см}^3$  между веществами внутреннего и внешнего ядра Бусе получил период 7,3 ч, что всего на 5% отличается от оценки Вона и Куо в силу того, что эффекты вращения Земли и ограниченности радиуса внешнего ядра приблизительно компенсируют друг друга при этом значении периода.

Кроссли и Смайли [47] детально рассмотрели вопрос о скорости диссипации энергии в жидком внешнем ядре Земли. Они показали, что ни один из возможных механизмов диссипации (омический или вязкий) практически не оказывает влияния на колебания в ядре. Омическая диссипация происходит в основном в тонких "скин-слоях" у границ внешнего ядра. Кроссли и Смайли считают, что подобный результат может быть получен и для вязкой диссипации, хотя в своих расчетах они ограничились только оценкой средней диссипации в жидком ядре. Вывод о том, что диссипация энергии колебательных движений ядра (малые гармонические колебания ядра, собственные упругие колебания Земли или гравитационные колебания субадиабатического ядра) пренебрежимо мала, означает, что моды колебаний, в значительной степени ограниченные ядром, могут существовать в течение неопре-

данно долгого времени, возможно достаточного для приведения в действие механизма земного динамо (см. разд. 4.7).

### Литература

1. Adams R.D., Multiple inner core reflections from a Novaja Zemlya explosion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **62**, 1063, 1972.
2. Adams R.D., Randall M.J., Observed triplication of PKP, *Nature*, **200**, 744, 1963.
3. Adams R.D., Randall M.J., The fine structure of the Earth's core, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 1299, 1964.
4. Alterman Z., Jarosch H., Pekeris C.L., Oscillations of the Earth, *Proc. Roy. Soc.*, **A252**, 80, 1959. (Русский перевод в об. "Собственные колебания Земли", "Мир", М., 1964, стр. 154.)
5. Anderson D.L., A seismic equation of state, *Geophys. J.*, **13**, 9, 1967.
6. Anderson D.L., Hanks T.C., Formation of the Earth's core, *Nature*, **237**, 387, 1972.
7. Anderson D.L., Sammis C., Jordan T.H., Composition and evolution of the mantle and the core, *Science*, **171**, 1103, 1970.
8. Anderssen R.S., Seneta E., A simple statistical estimation procedure for Monte Carlo inversion in geophysics, *Pure Appl. Geophys.*, **91**, 5014, 1971.
9. Anderssen R.S., Seneta E., A simple statistical estimation procedure for Monte Carlo inversion in geophysics. II: Efficiency and Hempel's paradox, *Pure Appl. Geophys.*, **96**, 5, 1972.
10. Anderssen R.S., Worthington M.H., Cleary J.R., Density modelling by Monte Carlo inversion. I: Methodology, *Geophys. J.*, **29**, 433, 1972.
11. Backus G., Inference from inadequate and inaccurate data, in *Mathematical Problems in the Geophysical Sciences* (ed. W.H. Reid), *Lectures in Applied Mathematics*, vol. 14, Am. Math. Soc., 1971.
12. Backus G.E., Gilbert J.F., The rotational splitting of the free oscillations of the Earth, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.*, **47**, 362, 1961.
13. Backus G.E., Gilbert J.F., Numerical applications of a formalism for geophysical inverse problems, *Geophys. J.*, **13**, 247, 1967.
14. Backus G.E., Gilbert J.F., The resolving power of gross Earth data, *Geophys. J.*, **16**, 169, 1968.
15. Backus G.E., Gilbert J.F., Uniqueness in the inversion of inaccurate gross Earth data, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A266**, 123, 1970.

16. Балакина Л.М., Введенская А.В., Изменение упругих свойств и плотности вещества на границе земного ядра, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11, 909, 1962.
17. Bertrand A.E.S., Clowes R.M., Seismic array evidence fro a two-layer core transition zone, Phys. Earth Planet. Int., **8**, 251, 1974.
18. Берзон И.С., Коган С.Д., Пасечник И.П., The character of the mantle – core boundary from observations of *PCP* waves, Earth Planet. Sci. Letters, **16**, 166, 1972.
19. Birch F., Elasticity and constitution of the Earth's interior, J. Geophys. Res., **57**, 227, 1952.
20. Birch F., The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, 2, J. Geophys. Res., **66**, 2199, 1961.
21. Birch F., Density and composition of mantle and core, J. Geophys. Res., **69**, 4377, 1964.
22. Bolt B.A., Travel times of PKP up to  $145^\circ$ , Geophys. J., **2**, 190, 1959.
23. Bolt B.A., Gutenberg's early PKP observations, Nature, **196**, 122, 1962.
24. Bolt B.A., The velocity of seismic waves near the Earth's centre, Bull. Seism. Soc. Am., **54**, 191, 1964.
25. Bolt B.A., *PdP* and *PKiKP* waves and diffracted *PcP* waves, Geophys. J., **20**, 367, 1970.
26. Bolt B.A., The density distribution near the base of the mantle and near the Earth's centre, Phys. Earth Planet Int., **5**, 301, 1972.
27. Bolt B.A., Qamar A., Upper bound to the density jump at the boundary of the Earth's inner core, Nature, **228**, 148, 1970.
28. Bolt B.A., O'Neill M., Qamar A., Seismic waves near  $110^\circ$ : is structure in core or upper mantle responsible? Geophys. J., **16**, 475, 1968.
29. Bolt B.A., Niazi M., Somerville M., Diffracted *ScS* and the shear velocity of the core boundary, Geophys. J., **19**, 299, 1970.
30. Buchbinder G.G.R., Properties of the core – mantle boundary and observations of *PcP*, J. Geophys. Res., **73**, 5901, 1968.
31. Buchbinder G.G.R. A velocity structure of the Earth's core, Bull. Seism. Soc. Am., **61**, 429, 1971.
32. Buchbinder G.G.R., Poupinet G., Problems related to *PcP* and the core – mantle boundary illustrated by two nuclear events, Bull. Seism. Soc. Am., **63**, 2047, 1973.
33. Bullard E.C., Gellman H., Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism, Phil. Trans. Roy. Soc., **A 247**, 213, 1954.
34. Bullen K.E., Seismology, Methuen and Co. Ltd., London, 1954.

35. Bullen K.E., An Introduction to the theory of seismology, Cambridge Univ. Press, London, 1963. (Русский перевод: К.Е. Буллен, Введение в теоретическую сейсмологию, "Мир", М., 1966.)
36. Bullen K.E., Models for the density and elasticity of the Earth's lower core, *Geophys. J.*, **9**, 233, 1965.
37. Bullen K.E., Haddon R.A.W., Evidence from seismology and related sources on the Earth's present internal structure, *Phys. Earth Planet. Int.*, **2**, 342, 1970.
38. Busse F.H., On the free oscillation of the Earth's inner core, *J. Geophys. Res.*, **79**, 753, 1974.
39. Caloi P., Seismic waves from the outer core and the inner core, *Geophys. J.*, **4**, 139, 1961.
40. Chowdhury D.K., Frasier C.W., Observations of the *PcP* and *P* phases at LASA at distances from  $26^\circ$  to  $40^\circ$ , *J. Geophys. Res.*, **78**, 6021, 1973.
41. Chung D.H., General relationship among sound speeds. I: New experimental information, *Phys. Earth Planet. Int.*, **8**, 113, 1974.
42. Clark S.P., Jr., Ringwood A.E., Density distribution and constitution of the mantle, *Rev. Geophys.*, **2**, 35, 1964.
43. Cleary J., The *S*-velocity at the core-mantle boundary from observations of diffracted *S*, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 1399, 1969.
44. Cleary J.R., The *D''* region, *Phys. Earth Planet. Int.*, **9**, 13, 1974.
45. Cleary J.R., Haddon R.A.W., Seismic wave scattering near the core-mantle boundary: a new interpretation of precursors to *PKP*, *Nature*, **240**, 549, 1972.
46. Cook A.H., The contribution of observations of satellites to the determination of the Earth's gravitational potential, *Space Sci. Rev.*, **2**, 355, 1963.
47. Crossley D.J., Smylie D.E., Electromagnetic and viscous damping of core oscillations, *Geophys. J.*, 1975.
48. Denson M.E., Longitudinal waves through the Earth's core, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **42**, 119, 1952.
49. Derr J.S., Internal structure of the Earth inferred from free oscillations, *J. Geophys. Res.*, **74**, 5202, 1969.
50. Doornbos D.J., The anelasticity of the inner core, *Geophys. J.*, **38**, 397, 1974.
51. Dorman J., Ewing J., Alsop L., Oscillations of the Earth: new core-mantle boundary model based on low-order free vibrations, *Proc. Natn. Acad. Sci. U.S.A.*, **54**, 364, 1965.

52. Dziewonski A.M., Correlation properties of free period partial derivatives and their relation to the resolution of the gross Earth data, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **60**, 741, 1970.
53. Dziewonski A.M. Overtones of free oscillations and the structure of the Earth's interior, *Science*, **172**, 1336, 1971.
54. Dziewonski A.M., Gilbert F., Solidity of the inner core of the Earth inferred from normal mode observations, *Nature*, **234**, 465, 1971.
55. Dziewonski A.M., Gilbert F., Observations of normal modes from 84 recordings of the Alaska earthquake of 1964, March 28, *Geophys. J.*, **27**, 393, 1972.
56. Dziewonski A.M., Gilbert F., Observations of normal modes from 84 recordings of the Alaska earthquake of 1964, March 28, II: Further remarks based on new spheroidal overtone data, *Geophys. J.*, **35**, 401, 1973.
57. Dziewonski A.M., Gilbert F., Identification of normal modes using spectral stacking and stripping, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **54**, 374, 1973.
58. Dziewonski A.M., Haddon R.A.W., The radius of the core-mantle boundary inferred from travel-time and free oscillation data; a critical review, *Phys. Earth Planet. Int.* **9**, 28, 1974.
59. Engdahl E.R., Core phases and the Earth's core, Ph. D. thesis, St. Louis Univ., 1968.
60. Engdahl E.R., Johnson L.E., A new *PcP* data set from nuclear explosionson Amchitka Island, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **53**, 1045, 1972.
61. Engdahl E.R., Flinn E.A., Romney C.F., Seismic waves reflected from the Earth's inner core, *Nature*, **228**, 852, 1970.
62. Ergin K., Seismic evidence for a new layered structure of the Earth's core, *J. Geophys. Res.*, **72**, 3669, 1967.
63. Franklin J.N., Well-posed stochastic extensions of ill-posed linear problems, *J. Math. Analysis Applic.*, **31**, 682, 1970.
64. Gans R.F., Reflection of *SH* in the presence of a magnetic field, *Geophys. J.*, **29**, 173, 1972.
65. Gans R.F., Viscosity of the Earth's core, *J. Geophys. Res.*, **77**, 360, 1972.
66. Gilbert F., Ranking and winnowing gross Earth data for inversion and resolution, *Geophys. J.*, **23**, 125, 1971.
67. Gilbert F., Helmberger D., Generalized ray theory for a layered sphere, *Geophys. J.*, **27**, 57, 1972.

68. Gilbert F., Dziewonski A.M., Brune J., An informative solution to a seismological inverse problem, Proc. Natn. Acad. Sci. U.S.A., **70**, 1410, 1973.
69. Gutenberg B., Über die Konstitution des Erdinneren, erschlossen aus Erdbebenbeobachtungen, Phys. Z., **14**, 1217, 1913.
70. Gutenberg B., The "boundary" of the Earth's inner core, Trans. Am. Geophys. Un., **38**, 750, 1957.
71. Gutenberg B., Wave velocities in the Earth's core, Bull. Seism. Soc. Am., **48**, 301, 1958.
72. Gutenberg B., Caustics produced by waves through the Earth's core, Geophys. J., **1**, 238, 1958.
73. Gutenberg B., Physics of the Earth's interior, New York, Academic Press, 1959. (Русский перевод: Б. Гутенберг, Физика земных недр, ИЛ, М., 1963.)
74. Gutenberg B., Richter C.F.,  $P$  and the Earth's core, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. Geophys. Suppl., **4**, 363, 1938.
75. Gutenberg B., Richter C.F., On seismic waves, Gerl. Beit. Geophys., **54**, 94, 1939.
76. Haddon R.A.W., Corrugations on the mantle - core boundary on transition layers between inner and outer core? Trans. Am. Geophys. Un., **53**, 600, 1972.
77. Haddon R.A.W., Bullen K.E., An Earth model incorporating free Earth oscillation data, Phys. Earth Planet. Int., **2**, 35, 1969.
78. Haddon R.A.W., Cleary J.R., Evidence for scattering of seismic PKP waves near the mantle - core boundary, Phys. Earth Planet. Int., **8**, 211, 1974.
79. Hai N., Propagation des ondes longitudinales dans le noyau terrestre d'après les seismes profonds de Iles Fidji, Annls. Géophys., **17**, 60, 1961.
80. Hai N., Propagation des ondes longitudinales dans le noyau terrestre, Annls. Géophys., **19**, 285, 1963.
81. Hales A.L., Roberts J.L., The travel times of  $S$  and  $SKS$ , Bull. Seism. Soc. Am., **60**, 461, 1970.
82. Hales A.L., Roberts J.L., Shear velocities in the lower mantle and the radius of the core, Bull. Seism. Soc. Am., **60**, 1427, 1970.
83. Hales A.L., Roberts J.L., The velocities in the outer core, Bull. Seism. Soc. Am., **61**, 1051, 1971.
84. Hannon W.J., Kovach R.L., Velocity filtering of seismic core phases, Bull. Seism. Soc. Am., **54**, 441, 1966.

85. Herrin E., Introduction to the 1968 Seismological Tables for *P* phases, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **58**, 1193, 1968.
86. Hide R., Viscosity of the Earth's core, *Nature, Phys. Sci.*, **233**, 100, 1971.
87. Hide R., Horai K.I., On the topography of the core - mantle interface, *Phys. Earth Planet. Int.*, **1**, 305, 1968.
88. Higgins G., Kennedy G.C., The adiabatic gradient and the melting point gradient in the core of the Earth, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1870, 1971.
89. Ibrahim A.K., The amplitude ratio  $PcP/P$  and the core - mantle boundary, *Pure Appl. Geophys.*, **91**, 114, 1971.
90. Ibrahim A.K., Evidences for a low velocity core - mantle transition zone, *Phys. Earth Planet. Int.*, **7**, 187, 1973.
91. Jackson D.D., Interpretation of inaccurate, insufficient and inconsistent data, *Geophys. J.*, **28**, 97, 1972.
92. Jackson D.D., Anderson D.L., Physical mechanisms of seismic wave attenuation. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **8**, 1, 1970.
93. Jacobs J.A., The structure of the Earth's core, *Phys. Earth Planet. Int.*, **1**, 196, 1968.
94. Jacobs J.A., Geophysical Numerology, *Nature*, **227**, 161, 1970.
95. Jeffreys H., On travel times in seismology, *Bur. Cent. Seism. Inter. A. Fasc.*, **14**, 1, 1936.
96. Jeffreys H., On the materials and density of the Earth's crust, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, **4**, 50, 1937.
97. Jeffreys H., The times of *P*, *S* and *SKS* and the velocities of *P* and *S*, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, **4**, 498, 1939.
98. Jeffreys H., The times of *PcP* and *ScS*, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, **4**, 537, 1939.
99. Jeffreys H., The times of the core waves, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, **4**, 548, 1939.
100. Jeffreys H., The times of the core waves, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, **4**, 594, 1939.
101. Jeffreys H., *Theory of Probability*, Clarendon Press, Oxford, 1961.
102. Jeffreys H., Bullen K.E., Times of transmission of earthquake waves, *Bur. Cent. Seism. Inter. A. Fasc.*, **11**, 1935.
103. Jeffreys H., Bullen K.E., *Seismological Tables*, Brit. Assoc. Gray-Milne Trust., 1940.
104. Johnson L.R., Array measurements of *P* velocities in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **72**, 6309, 1967.

105. Johnson L.R., Array measurements of  $P$  velocities in the lower mantle, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 973, 1969.
106. Jordan T.H., Estimation of the radial variation of seismic velocities and density in the Earth, Ph. D. thesis, California Institute of Technology, 1972.
107. Jordan T.H., Anderson D.L., Earth structure from free oscillations and travel times, *Geophys. J.*, **36**, 411, 1974.
108. Julian B.R., Sengupta M.K., Seismic travel-time evidence for lateral heterogeneity in the deep mantle, *Nature*, **242**, 443, 1973.
109. Julian B.R., Davies D., Sheppard R.M., *PKJKP*, *Nature*, **235**, 317, 1972.
110. Кейлис-Борок В.И., Яновская Т.Р., Inverse problems in seismology, *Geophys. J.*, **13**, 223, 1967.
111. King D.W., Haddon R.W.W., Cleary J.R., Evidence for seismic waves scattering in the "D" layer, *Earth Planet. Sci. Letters*, **20**, 353, 1973.
112. King D.W., Haddon R.A.W., Cleary J.R., Array analysis of precursors to *PKIKP* in the distance range  $128^\circ$  to  $142^\circ$ , *Geophys. J.*, **37**, 157, 1974.
113. Knopoff L., "Q", *Rev. Geophys.*, **2**, 625, 1964.
114. Knopoff L., MacDonald G.J.F., The magnetic field and the central core of the Earth, *Geophys. J.*, **1**, 216, 1958.
115. Коган С.Д., Исследование динамики продольной волны, отраженной от ядра Земли, *Изв. АН СССР, Физика Земли*, № 6, 3, 1972.
116. Landisman M., Sato Y., Nafe J., Free vibrations of the Earth and the properties of its deep interior regions. 1: Density, *Geophys. J.*, **9**, 439, 1965.
117. Lehmann I., "P", *Publ. Bur. Cent. Seism. Int., Ser. A*, **14**, 3, 1936.
118. McMechan G.A., Wiggins R.A., Depth limits in body wave inversions, *Geophys. J.*, **28**, 459, 1972.
119. Mitchell B.J., Helmberger D.V., Shear velocities at the base of the mantle from observations of  $S$  and  $ScS$ , *J. Geophys. Res.*, **78**, 6009, 1973.
120. Mizutani H., Abe K., An Earth model consistent with free oscillation and surface wave data, *Phys. Earth Planet. Int.*, **5**, 345, 1972.
121. Moore E.H., *Bull. Am. Math. Soc.*, **26**, 394, 1920.
122. Müller G., Amplitude studies of core phases, *J. Geophys. Res.*, **78**, 3469, 1973.

123. Nuttli O.W., Travel times and amplitudes of *S* waves from nuclear explosions in Nevada, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 385, 1969.
124. Parker R.L., The inverse problem of electrical conductivity in the mantle, *Geophys. J.*, **22**, 121, 1970.
125. Parker R.L., The Backus-Gilbert method and its application to the electrical conductivity problem, in *Mathematics of Profile Inversion* (ed. L. Colin), NASA Tech. Mem., **62**, 150, 1972.
126. Parker R.L., Inverse theory with grossly inadequate data, *Geophys. J.*, **29**, 123, 1972.
127. Pekeris C.L., The internal constitution of the Earth, *Geophys. J.*, **11**, 85, 1966.
128. Pekeris C.L., Alterman Z., Jarosch H., Rotational multiplets in the spectrum of the Earth, *Phys. Rev.*, **122**, 1692, 1961. (Русский перевод в сб. "Собственные колебания Земли", "Мир", М., 1964.)
129. Pekeris C.L., Accad Y., Dynamics of the liquid core of the Earth, *Phil Trans. Roy. Soc.*, **A273**, 237, 1972.
130. Penrose R., A generalized inverse for matrices, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **51**, 406, 1955.
131. Press F., Density distribution in Earth, *Science*, **160**, 1218, 1968.
132. P'ress F., Earth models obtained by Monte Carlo inversion, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5223, 1968.
133. Press F., Earth models consistent with geophysical data, *Phys. Earth Planet. Int.*, **3**, 3, 1970.
134. Press F., Regionalized Earth models, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6575, 1970.
135. Qamar A., Revised velocities in the Earth's core, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **63**, 1073, 1973.
136. Qamar A., Eisenberg A., The damping of core waves, *J. Geophys. Res.*, **79**, 758, 1974.
137. Randall M.J., SKS and seismic velocities in the outer core, *Geophys. J.*, **21**, 441, 1970.
138. Ringwood A.E., Mineralogy of the deep mantle: current status and future developments, in *The Nature of the Solid Earth* (ed. E.C. Robertson), McGraw-Hill, New York, 1972. (Русский перевод в сб. "Природа твердой Земли", "Мир", М., 1975.)
139. Robinson R., Kovach R. Shear wave velocities in the Earth's mantle, *Phys. Earth Planet. Int.*, **5**, 30, 1972.
140. Rochester M.G., Core - mantle interactions: geophysical and astronomical consequences, in *Earthquake Displacement Fields and*

- the Rotation of the Earth (ed. L. Mansinha, D.E. Smylie, A.E. Beck), D. Reidel Publ. Co., Holland, 1970.
141. Sacks I.S., Anelasticity of the outer core, *Carnegie Inst. Yearbook*, **69**, 414, 1971.
  142. Sato R., Espinosa A.F., Dissipation in the Earth's mantle and rigidity and viscosity in the Earth's core determined from waves multiply reflected from the mantle - core boundary, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **57**, 829, 1967.
  143. Slichter L.B., Fundamental free mode of the Earth's inner core, *Proc. Natn. Acad. Sci. U.S.A.*, **47**, 186, 1961.
  144. Shankland T.J., Chung D.H., General relationships among sound speeds, II: Theory and discussion, *Phys. Earth Planet. Int.*, **8**, 121, 1974.
  145. Simmons G., Chung D.H., A powder method for determining the elastic parameters of a solid, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **49**, 308, 1968.
  146. Smylie D.E., Dynamics of the outer core, *Proc. 2nd Int. Symp. Geod. Phys. Earth, Potsdam*, 1973.
  147. Smylie D.E., Mansinha L., The elasticity theory of dislocation in real Earth models and changes in the rotation of the Earth, *Geophys. J.*, **23**, 329, 1971.
  148. Subiza G.P., Bâth M., Core phases and the inner core boundary, *Geophys. J.*, **8**, 496, 1964.
  149. Suzuki Y., Sato R., Viscosity determination in the Earth's outer core from *ScS* and *SKS* phases, *J. Phys. Earth*, **18**, 157, 1970.
  150. Taggart J., Engdahl E.R., Estimation of *PcP* travel times and depth to the core, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **58**, 1293, 1968.
  151. Toomre A., On the coupling of the Earth's core and mantle during the 26,000 year precession, in *The Earth - Moon System* (ed. B.G. Marsden, A.G. Cameron), Plenum Press, New York, 1966.
  152. Wang C.Y., Density and constitution of the mantle, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3264, 1970.
  153. Wang C.Y., A simple Earth model, *J. Geophys. Res.*, **77**, 4318, 1972.
  154. Wiggins R.A., Monte Carlo inversions of body wave observations, *J. Geophys. Res.*, **74**, 3171, 1969.
  155. Wiggins R.A., The general linear inverse problem: implication of surface waves and free oscillations for Earth structure, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **10**, 251, 1972.

156. Wiggins R.A., McMechan G.A., Toksöz M.N., Range of Earth structure nonuniqueness implied by body wave observations, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **11**, 87, 1973.
157. Williamson E.D., Adams L.H., Density distribution in the Earth, *J. Wash. Acad. Sci.*, **13**, 413, 1923.
158. Won I.J., Kuo J.T., Oscillation of the Earth's inner core and its relation to the generation of geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, **78**, 905, 1973.
159. Worthington M.H., Cleary J.R., Anderssen R.S., Density modelling by Monte Carlo inversion. II: Comparison of recent Earth models, *Geophys. J.*, **29**, 445, 1972.
160. Wunsch C., Simple models of the deformation of an Earth with a fluid core, I, *Geophys. J.*, **39**, 413, 1974.
161. Wunsch C., Simple models of the deformation of an Earth with a fluid core, II, Dissipation and magnetohydrodynamic effects, *Geophys. J.*, **41**, 165, 1975.

## Происхождение земного ядра

### 2.1. Введение

При рассмотрении любых проблем, связанных с земным ядром, неизбежно возникает важнейший вопрос о его происхождении. Выделилось ли ядро в процессе эволюции Земли в течение геологического времени или оно существует с момента образования Земли? Этот вопрос нельзя отделить от более общего вопроса о происхождении самой Земли. Однако существует ограничение, которое можно наложить на возможные решения проблемы эволюции. Большинство теорий происхождения магнитного поля Земли приписывают его движениям жидкости во внешнем ядре (см. разд. 4.2). Известны обладающие остаточной намагниченностью породы, возраст которых составляет около 2,7 млрд. лет. Поэтому весьма вероятно, что уже тогда у Земли было расплавленное внешнее ядро, сравнимое по размерам с современным. Указанные соображения не дают возможности сделать сколько-нибудь определенных выводов относительно состояния внутреннего ядра.

Что касается более общего вопроса о происхождении и эволюции Солнечной системы, то необходимо иметь в виду следующее. Отнюдь не известно *априори*, что можно найти однозначное решение этой проблемы. Вполне возможно, что в ходе эволюции были утеряны все свидетельства условий образования Солнечной системы. Мы можем лишь попытаться вывести ее современное состояние из какого-то предполагаемого события или серии событий, происшедших в отдаленном прошлом. Поэтому, в известном смысле, методом исследования является метод проб и ошибок. Естественнее допустить, что планеты обычно существуют в окрестности определенных звезд, чем полагать, что наша планетная система является единственной или по меньшей мере очень редкой — только в нашей Галактике насчитывается около 200 000 млн. звезд. Таким образом, вопрос о происхождении Солнечной системы является частью намного более общей проблемы эволюции Солнца и звезд. Труды Симпозиума по происхождению Солнечной

системы, состоявшегося сравнительно недавно в Ницце, дают хороший обзор современного положения в этой области [65].

Теории происхождения Земли и других планет Солнечной системы можно разделить на несколько групп. Земля могла образоваться при охлаждении горячего газа или аккумулироваться из холодных пылевых частиц, вероятно имевших состав, близкий к составу хондритов. Прежде в большинстве теорий происхождения Земли предполагалось, что прото-Земля была однородной, а существующее разделение планеты на ядро, мантию и кору произошло позднее. Однако теории такого рода сталкиваются с целым рядом трудностей, и в последние годы было рассмотрено несколько неоднородных моделей. В таких моделях считается, что сначала образовалось ядро Земли, а мантия была наращена на него позднее. Неоднородные модели также могут рассматриваться в рамках теорий горячего или холодного происхождения. Теории горячего происхождения основываются на рассмотрении порядка конденсации элементов в первичной солнечной туманности. Теории холодного происхождения связаны с изучением механики процесса аккумуляции.

## 2.2. Механизм процесса аккумуляции

Для частиц самых малых размеров аккумуляция не может происходить слишком быстро. Частицы будут испытывать столкновения — частично в результате их броуновского движения в газе, частично в результате ускорения частиц очень слабым электрическим полем, которое может создаваться в туманности при взаимодействии конвекции и ионизации, вызванной естественной радиоактивностью. Этот процесс аккумуляции может сильно ускоряться за счет магнитного взаимодействия частиц межзвездной пыли. Перселл и Спитцер [63] полагают, что частицы межзвездной пыли, вероятно, должны обладать свойствами ферромагнетика или суперпарамагнетика (в таком случае они могут упорядочиваться под действием очень слабого межзвездного магнитного поля). Данные по метеоритам, по-видимому, согласуются с этим предположением [11]. Если это так, то частицы межзвездной пыли могли объединяться, образуя тела значительно больших размеров как во время последних этапов коллапса, в результате которого образовалась первичная солнечная туманность, так и на протяжении всей ранней истории солнечной туманности. Эффективное сечение магнитного захвата одной частицы другой должно быть на-

много больше, чем геометрические поперечные сечения, характеризующие процессы столкновения в отсутствие магнитного поля.

Механизм процесса аккумуляции является одной из наиболее сложных проблем, связанных с происхождением Солнечной системы. Ривс [65] был вынужден констатировать, что "некоторые работы, посвященные этой теме, напоминают произведения средневековых алхимиков". В процессе эволюции солнечной туманности и формировании планет можно выделить по крайней мере два этапа. На первом этапе происходит замедление скоростей хаотического движения мелких твердых частиц за счет трения в газе, что заставляет частицы быстро собираться в центральной плоскости туманности. Здесь происходит формирование тел астероидных размеров. На втором этапе эксцентриситет и наклонение орбит образовавшихся тел астероидных размеров увеличивались под действием взаимных гравитационных возмущений, и, таким образом, эффективный объем пространства, занимаемого твердым веществом, увеличивался. Вероятно, этот второй этап был намного более продолжительным.

В самом начале процесса аккумуляции присутствующие в газе частицы межзвездной пыли, адсорбирав некоторое количество газа, концентрируются в плоскости туманности и тем или иным путем объединяются в большие тела. Основная проблема заключается в том, что число этих тел должно в конце концов значительно уменьшиться (т.е. из роев малых тел должно образоваться несколько больших планет). Это уменьшение может произойти только за счет столкновений. Хотя имеется чрезвычайно мало данных о вероятности "слипания" частиц пород при соударении в *вакууме*, представляется, что столкновение на скоростях, характерных для тел, движущихся вокруг Солнца по кеплеровым орбитам ( $\sim 10$  км/с), вряд ли может привести к слипанию.

В модели Сафронова [72, 73] рассматривается спокойная туманность, в которой вращаются пылевые частицы. Под действием гравитационных сил эти частицы постепенно начинают собираться в экваториальной плоскости туманности. Делается предположение о том, что все сталкивающиеся в процессе собирания частицы прилипают друг к другу, так что к моменту достижения экваториальной плоскости (через  $\sim 10^3 - 10^4$  лет) размеры частиц составляют  $\sim 1$  см. Основным предположением является гипотеза о так называемой холодной сварке частиц, соответствующая верхнему пределу эффективности

процесса. Когда плотность пылевого слоя превысит определенную величину, гравитационная неустойчивость может вызвать конденсацию вещества.

В областях, близких к Солнцу, гравитационная неустойчивость не может развиваться вследствие слишком сильных движений газа, и рост тел может осуществляться только за счет столкновений. Сафонов считает, что относительные скорости тел должны определяться их гравитационными возмущениями при сближениях и для тел со средним диаметром менее 5 км должны быть меньше 1 м/с. Величина этой предельной скорости в  $10^{-4}$  раз меньше, чем значения скоростей тел при их движении по кеплеровым орбитам. Чтобы процесс слипания тел при столкновениях был эффективным, необходимо решить проблему уменьшения относительных скоростей тел. Альвен и Аррениус [1—3] предложили концепцию "струйных" потоков. По их мнению, столкновения частиц, движущихся по кеплеровым орбитам, приводят к выравниванию параметров орбит, а не к расширению спектра их значений, если частота столкновений меньше, чем частота обращения по орбите. В любой теории такого типа данное состояние либо преобладает первоначально, либо развивается в процессе аккумуляции. По Альвену и Аррениусу, оно возникает вследствие фокусировки частиц в струйные потоки со все более близкими значениями параметров орбит и скоростей отдельных частиц. Частично неупругие столкновения будут приводить к росту зародышевых тел. Некоторые из этих тел в конечном счете достигнут размеров, при которых важное значение приобретает гравитационная аккумуляция. Альвен и Аррениус полагают, что максимальная возможная скорость частиц в процессе аккумуляции составляет 0,5 км/с. Необходимо отметить, что не все исследователи принимают гипотезу струйных потоков Альвена и Аррениуса (дискуссию по этому вопросу см., например, в [65], стр. 126 русского издания).

Камерон [14] также считает, что в период существования туманности вероятности столкновений были слишком малы для того, чтобы аккумуляция могла произойти за любое приемлемое время. Однако он предполагает, что в течение фазы коллапса межзвездного облака в туманность ситуация была более благоприятной, так как чрезвычайно сильные движения в газе (в форме турбулентных вихрей) могли значительно увеличить вероятность столкновений газовых и пылевых частиц. По оценке Камерона характерная скорость твердых частиц составляет  $\sim 10$  м/с. В конце фазы коллапса обра-

зуются туманность и турбулентные вихри быстро вырождаются в систему тел с радиусами до 20 см.

Начальную негравитационную стадию процесса аккумуляции можно представить себе как ряд столкновений пылевых частиц в точках пересечения их орбит в условиях, приводящих к общему переносу массы к некоторым частицам. Важным параметром в теории аккумуляции является диапазон скоростей соударяющихся частиц, в котором может происходить аккумуляция. Керридж и Веддер [46] исследовали экспериментально этот диапазон, наблюдая соударения частиц, сходных по составу с предполагаемым веществом первичной Солнечной системы. Выбрасываемые частицы состояли из каолинита (гидрат алюмосиликата) и имели форму тонких ( $10^{-4}$  см) плоских чешуек с плотностью 2,63 г/см. По своей структуре этот материал похож на основную минеральную компоненту углистых хондритов типа I и вполне мог быть широко распространен на ранней стадии существования Солнечной системы. В качестве мишени использовались толстые ( $\sim 5$  мм) пластины клинохризотила (силикат магния) с плотностью 2,50 г/см. Керридж и Веддер нашли, что в любом диапазоне скоростей число соударений, при которых происходила значительная передача массы выбрасываемых частиц мишени, было существенно меньше, чем число соударений, при которых перенос массы был мал или вообще отсутствовал. Кроме того, при ударах частиц о мишень со скоростями, большими 2 км/с, возникали кратеры, размеры которых были сравнимы с размерами частиц или даже превышали их. Таким образом, аккумуляция не могла происходить при столкновениях частиц в исследованном диапазоне скоростей (1,5–9,5 км/с).

В противоположность этому Нойкум [56] нашел, что при соударении мелких ( $\sim 10^{-4}$  см) частиц железа с различными металлическими мишенями почти вся масса частиц передавалась мишени в диапазоне скоростей 0,5–13 км/с. При скоростях, меньших 0,5 км/с, частицы железа отскакивали от металлических мишеней. Следовательно, силикаты и металлы обладают различной способностью к аккумуляции — по крайней мере в некоторой части диапазона скоростей, в котором происходит аккумуляция частиц силикатного состава, металлические частицы отскакивают без заметной отдачи массы.

Таким образом, элементарная теория аккумуляции неприменима к случаю соударений силикатных частиц, движущихся по заметно различающимся орбитам, и должна ограничиваться рассмотрением столкновений частиц при малых относительных скоростях. Могут ли соуда-

рения при более низких скоростях в действительности приводить к аккумуляции вещества, неизвестно. Вопрос о механизме слипания обычных силикатных частиц при соударениях на малых скоростях остается открытым, несмотря на то что предлагалось множество различных механизмов, основанных на предполагаемых свойствах первичных пылевых частиц. Возможно, процессу слипания способствует наличие на поверхности частиц быстро испаряющегося слоя. С другой стороны, как это предполагается в работе Аррениуса и др. [6], слипание может облегчаться за счет нарушения зарядовой симметрии, которое возникает на поверхности пылевых частиц при их взаимодействии с заряженными частицами. Третьим возможным механизмом, предложенным Мореттом и Бибрингом [54], является высвобождение при механических столкновениях энергии, запасенной в аморфных пылевых частицах при радиационных повреждениях, вызываемых воздействием солнечного ветра.

Керридж и Веддер [46] предполагают, что разделение металлической и силикатной фракций в Солнечной системе могло быть вызвано различием в аккумуляционной способности металлических и силикатных частиц. В частности, при низких скоростях, которые должны были преобладать в продолжение большей части процесса аккумуляции, преимущественно должны были аккумулироваться силикатные частицы. По тем же соображениям, если в некоторых областях Солнечной системы преобладали более высокие относительные скорости частиц, то в них могли сформироваться тела, обогащенные металлом. В этом отношении, показателна существующая у планет земной группы тенденция к увеличению плотности (и, следовательно, предполагаемого содержания металлов) с возрастанием орбитальной скорости.

Общая проблема, с которой сталкиваются все модели холодного происхождения, — это вопрос об источниках тепла, которые могли разогреть Землю и привести к образованию жидкого (преимущественно железного) внешнего ядра по меньшей мере 2700 млн. лет назад. Эта проблема рассматривается в следующем разделе.

## 2.3. Источники тепла при холодной аккумуляции Земли

### 2.3.1. Долгоживущие радиоактивные изотопы

Значительную роль в современной генерации тепла в Земле играют радиоактивные изотопы  $U^{238}$ ,  $U^{235}$ ,  $Th^{232}$ ,  $K^{40}$ , периоды полураспада которых сравнимы с возрастом Земли. Поэтому увеличение тем-

пературы, обусловленное радиоактивным распадом этих долгоживущих изотопов, мало и составляет порядка  $150^{\circ}\text{C}$  за 100 млн. лет [53]. В таком случае за первый 1 млрд. лет температура Земли должна была бы возрасти лишь на  $700^{\circ}\text{C}$  (если предположить, что потери тепла отсутствуют), а тепло, генерированное за все время существования земли ( $\sim 4,500$  млрд. лет), при том же предположении должно было бы разогреть Землю всего на  $\sim 1800^{\circ}\text{C}$ . Следовательно, долгоживущие радиоактивные изотопы могли обеспечить часть первоначального нагрева Земли, но должны были существовать и другие источники тепла.

### *2.3.2. Короткоживущие радиоактивные изотопы*

Короткоживущие радиоактивные изотопы могли внести вклад в первоначальный нагрев Земли в том случае, если интервал времени между образованием элементов и аккумуляцией Земли был мал по сравнению с периодом полураспада этих изотопов. Наиболее важными в указанном отношении короткоживущими изотопами являются  $\text{U}^{236}$ ,  $\text{Sm}^{146}$ ,  $\text{Pu}^{244}$  и  $\text{Cm}^{247}$ , каждый из которых имеет достаточно большой период полураспада, чтобы обеспечить разогрев Земли за несколько десятков миллионов лет со времени ее образования. Вклад этих четырех изотопов в генерацию тепла за указанный период в действительности должен почти в 20 раз превышать вклад изотопа  $\text{K}^{40}$ . Распад трех короткоживущих радиоактивных ядер  $\text{Al}^{26}$ ,  $\text{Cl}^{36}$  и  $\text{Fe}^{60}$  должен был существенно нагревать аккумулирующиеся планетные тела в течение 5–15 млн. лет после окончания процесса нуклеосинтеза в первичной Солнечной системе [29]. Из этих изотопов наиболее важен  $\text{Al}^{26}$ . Он превращается в  $\text{Mg}^{26}$  с периодом полураспада 0,74 млн. лет и должен оставаться значительным источником тепла в течение приблизительно 10 млн. лет. Если аккумуляция Земли произошла не позже 20 млн. лет после окончания процесса нуклеосинтеза, то тепло, выделившееся при распаде  $\text{Al}^{26}$ , могло быть основной причиной ее высокой первоначальной температуры. Если же интервал времени между окончанием нуклеосинтеза и аккумуляцией Земли составлял порядка 100 млн. лет, то распад  $\text{Al}^{26}$  не должен был оказать заметного влияния на тепловую историю Земли.

В этой связи отметим, что до недавнего времени не было обнаружено никаких следов аномалий в отношении  $\text{Mg}^{26}/\text{Mg}^{24}$ , и только в последние годы указанные аномалии были найдены в метеоритах и образцах лунных и земных пород [75]. Грей и Компстон [33] обна-

ружили аномально высокое отношение  $Mg^{26}/Mg^{24}$  в мелилитовых хондрах метеорита Алленде. Они предположили, что аномалия возникает вследствие избытка изотопа  $Mg^{26}$ , являющегося продуктом радиоактивного распада  $Al^{26}$ , в свою очередь образовавшегося на раннем этапе развития Солнечной системы в условиях интенсивной протонной бомбардировки. Ли и Папанастассиу [49] также анализировали образцы метеорита Алленде и обнаружили аномалии в содержании изотопа  $Mg^{26}$ . Однако в одном образце аномалия оказалась отрицательной, что, по-видимому, исключает распад  $Al^{26}$  *in situ* как возможную причину аномалий. В настоящее время, видимо, не возникает сомнений относительно присутствия в метеоритах продуктов первичного нуклеосинтеза, которые не были полностью рассеяны. Но сам процесс, затруднивший рассеяние, не вполне ясен.

Некоторые данные о времени нуклеосинтеза получены при изучении изотопов ксенона. Изотоп йода  $I^{129}$  путем  $\beta$ -распада превращается в  $Xe^{129}$  с периодом полураспада 16,4 млн. лет. Этот период настолько мал, что  $I^{129}$  сейчас не существует в природе. Однако изотоп  $I^{129}$  должен был образоваться во время синтеза других элементов. Можно ожидать, что в процессе конденсации планетного вещества участвовали все существующие изотопы йода, но маловероятно, чтобы уже тогда имелось большое количество ксенона.  $Xe^{129}$ , образовавшийся внутри сконденсировавшегося вещества, должен был оставаться на месте; в таком случае его можно обнаружить в настоящее время. В действительности во многих метеоритах найдены малые количества избыточного  $Xe^{129}$ . Абсолютный возраст метеоритов, определяемый иод-ксеноновым методом, обычно лежит в интервале между 40 и 300 млн. лет в зависимости от принимаемой модели нуклеосинтеза. Вариации относительного возраста оказываются значительно меньшими. Однако определение относительного возраста связано со значительными трудностями, возникающими вследствие различных методов обработки данных, которые используются в разных лабораториях. Подосек [61] проанализировал с помощью обычной методики все имеющиеся в Беркли данные и нашел, что времена образования 15 различных метеоритов отличаются не более чем на 15 млн. лет.

Для определения возраста метеоритов в принципе можно использовать и другие изотопы инертных газов, возникающие при распаде радиоактивных ядер. Это тяжелые изотопы ксенона  $Xe^{131-136}$ , яв-

ляющиеся продуктами деления  $\text{Pu}^{244}$ . Поскольку присутствие изотопов  $\text{Xe}^{131} - ^{136}$  значительно труднее выявить, чем избыток  $\text{Xe}^{129}$ , эти изотопы не были обнаружены до тех пор, пока не были получены точные данные по изотопному составу обогащенных кальцием ахондритов — классу метеоритов с высоким содержанием урана (химически сходного с плутонием) и очень низким содержанием ксенона [69].

Хоффман и др. [41] сообщили об обнаружении изотопа  $\text{Pu}^{244}$  в природе (в бастнезите — древнем редкоземельном минерале докембрийского возраста из месторождения Маунтин-Пасс в Калифорнии). Период полураспада  $\text{Pu}^{244}$  приблизительно равен 82 млн. лет, так что возраст Солнечной системы составляет около 60 таких периодов. Трудность обнаружения природного  $\text{Pu}^{244}$  связана с тем, что его средняя концентрация должна быть равна только  $(1/2)^{60}$  от первоначальной концентрации. Поэтому  $\text{Pu}^{244}$  можно надеяться найти лишь в некоторых минералах, в которых его концентрация превышает по величине среднюю на несколько порядков. Открытие природного  $\text{Pu}^{244}$ , если оно подтвердится, должно иметь большое космологическое значение. Рассматривая этот факт в связи с изначальным обилием в метеоритах изотопа  $\text{I}^{129}$ , можно сделать вывод о том, что со времени коллапса межзвездного газа в облако, из которого сформировалась Солнечная система, до времени, когда образовавшиеся метеориты охладели настолько, что инертный газ  $\text{Xe}$  смог удержаться внутри них, прошло около 180 млн. лет. В упомянутой работе [41] указывается на то, что количество  $\text{Pu}^{244}$ , обязанного своим происхождением присутствию в космических лучах ядер  $\text{Pu}^{244}$ , может быть сравнимо с оставшейся долей первичного  $\text{Pu}^{244}$  или даже превышать ее. К тому же Флейшер и Незер [31] пришли к выводу о том, что радиоактивный возраст бастнезита из месторождения Маунтин-Пасс, несомненно, относится к меловому периоду, и поэтому в данной породе не обнаруживаются никаких следов  $\text{Pu}^{244}$ .

Сакамото [74] выдвинул еще одно предположение о существовании  $\text{Pu}^{244}$  в природе. Он считает, что обе гипотезы происхождения природного  $\text{Pu}^{244}$  (остатки первичного  $\text{Pu}^{244}$  и присутствие ядер  $\text{Pu}^{244}$  в тяжелой компоненте космических лучей) сталкиваются со значительными трудностями. Он предполагает, что природный  $\text{Pu}^{244}$  обязан своим происхождением выпадению космической пыли — остатков от оболочки сверхновой звезды. Хотя утверждение о том, что вся космическая пыль, падающая на Землю, образовалась за пределами Солнечной системы, представляется рискованным, предвари-

тельные расчеты, выполненные Сакамото, указывают на то, что  $\text{Pu}^{244}$  может переноситься такими пылевыми частицами. Очевидно, необходима дальнейшая разработка этого очень важного вопроса.

Рао и Гопалан [64] также исследовали содержащиеся в метеоритах различного типа изотопы ксенона, являющиеся продуктами радиоактивного распада. В частности, они рассмотрели вопрос о том, могут ли некоторые изотопы актинидов давать избыток радиоактивного ксенона, найденный в первичных хондритах. Эти авторы сделали вывод о том, что времена, определяемые йод-ксеноновым и кюрий-ксеноновым методами, отсчитываются от различных событий в жизни древней Солнечной системы. Йод-ксеноновый метод позволяет определить интервал времени, прошедший с момента, когда обыкновенные хондриты подверглись процессам метаморфизма, в то время как кюрий-ксеноновые часы ведут отсчет времени с момента первичной конденсации тугоплавких веществ из охлаждающейся солнечной туманности [43]. Наличие короткоживущего изотопа  $\text{Sm}^{248}$  ( $\alpha T_{1/2} = 0,4$  млн. лет) в первичном метеоритном веществе имеет важное значение для определения временной шкалы на самых ранних этапах эволюции Солнечной системы. При охлаждении солнечной туманности приблизительно от 2000 до 1400 К, т.е. до температуры, при которой конденсируются силикаты железа и магния, путем конденсации образуются высокотемпературные минералы (или фазы) [28, 62]. Наиболее вероятно, что кюрий, будучи тугоплавким элементом (подобно урану, плутонию и другим редкоземельным элементам), вошел в состав этих минералов. Продукты самопроизвольного распада  $\text{Sm}^{248}$  могли сохраниться, если образующиеся минералы быстро охлаждались ниже температуры, при которой еще удерживается Хе. Таким образом, изотоп  $\text{Sm}^{248}$  на стадии быстрого охлаждения мог зафиксировать начало отсчета времени. Именно, если стадия конденсации заняла около 2 млн. лет, то продукты распада  $\text{Sm}^{248}$  должны были сохраниться в древних конденсатах. Если же конденсация вещества продолжалась десятки миллионов лет, то полный распад  $\text{Sm}^{248}$  должен был произойти до того, как этот изотоп мог быть включен в состав образовавшихся минералов.

### 2.3.3. Адиабатическое сжатие

Температура вещества внутри растущей Земли должна возрастать вследствие адиабатического сжатия. Хотя имеющиеся на этот счет данные (в частности, по изменению коэффициента теплового расши-

рения с давлением) довольно ненадежны, можно ожидать увеличения температуры вследствие адиабатического сжатия на несколько сотен градусов.

#### *2.3.4. Энергия взаимного гравитационного притяжения частиц пылевого облака*

Кинетическая энергия объединяющихся частиц либо превращается во внутреннюю энергию, либо излучается. Поскольку мы не знаем физических процессов, связанных с аккумуляцией, чрезвычайно трудно оценить вклад этого источника тепла. Результат очень сильно зависит от температуры, достигаемой на поверхности растущей Земли, и от прозрачности окружающей атмосферы по отношению к излучению.

Предположение о сравнительно низкой температуре (порядка нескольких сотен градусов) поверхности Земли было выдвинуто главным образом в связи с допущением о прозрачности атмосферы. При этом тепловая энергия соударяющихся частиц должна была немедленно переизлучаться в окружающее пространство. Однако Рингвуд [67] привел доводы в пользу того, что на раннем этапе эволюции атмосфера прото-Земли должна была обладать сильными восстановительными свойствами. В присутствии восстановителей (главным образом углерода и метана) вещество аккумулирующейся Земли должно было восстанавливаться до металлических сплавов (преимущественно железа, никеля и кремния). В таком случае внешние части Земли были бы обогащены металлом и, следовательно, были бы более плотными (при нулевом давлении), чем внутренние области. Такое состояние является гравитационно неустойчивым, и развивающаяся конвекция должна приводить к опусканию обогащенных металлом внешних областей к центру Земли. При этом выделится добавочное тепло за счет изменения гравитационной энергии при перемещении масс. По мнению Рингвуда, процесс в целом, вероятно, должен был носить катастрофический характер, поскольку перемещение масс будет ускоряться по мере роста начальной температуры.

Роль гравитационной энергии пылевого облака как источника, обеспечивающего разогрев прото-Земли, очень сильно зависит от продолжительности процесса аккумуляции — для сильного разогрева и расплавления внешнего ядра необходима быстрая аккумуляция. Скорость наращивания массы зародыша Земли должна возрастать в начале процесса аккумуляции (вследствие увеличения сечения захвата),

проходить через максимум и затем уменьшаться по мере истощения вещества, участвующего в процессе аккумуляции.

Закон изменения потока падающего вещества  $\dot{m}$  определяет конечное распределение температуры в Земле, поскольку потери энергии за счет излучения зависят от того, насколько быстро выпавший слой вещества перекрывается новыми слоями, препятствующими радиационному переносу тепла. Уравнение баланса энергии для потока падающего на Землю вещества записывается следующим образом:

$$\frac{GM(t)\dot{m}}{r(t)} = \epsilon_m \sigma [T^4(t) - T_0^4] + c_p [T(t) - T_0] \dot{m}, \quad (2.1)$$

где  $G$  — универсальная гравитационная постоянная,  $M(t)$  — масса Земли,  $\dot{m}$  — поток массы выпадающего вещества,  $r(t)$  — мгновенный радиус Земли,  $\epsilon_m$  — излучательная способность,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $T(t)$  — температура поверхности прото-Земли в момент времени  $t$ ,  $T_0$  — температура окружающей среды в околосолнечной туманности,  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении. Выражение в левой части уравнения (2.1) представляет собой скорость выделения гравитационной энергии, первый член в правой части — тепло, теряемое в единицу времени за счет излучения, второй член — скорость нагрева поверхности Земли за счет выпадения вещества. При этом мы пренебрегаем оттоком тепла от нагретых поверхностных областей в недра Земли, так как для времен порядка  $10^3 - 10^6$  лет он оказывается исчезающе малым. Нагревом Земли за счет адиабатического сжатия также пренебрегаем.

Поток массы выпадающего на Землю вещества  $\dot{m}$  является определяющим параметром при вычислении профиля температуры, обусловленного аккумуляцией, хотя параметр  $T_0$  при определенных условиях также может оказывать значительное влияние на конечный результат. Вообще говоря,  $\dot{m} = \dot{m}(t)$ ; однако, как это будет показано ниже, выбор  $\dot{m}$  в виде функции времени или в виде константы слабо влияет на основные выводы. Нетрудно записать закон изменения  $\dot{m}$  в обобщенном виде, включающем случай аккумуляции под действием гравитационных сил, а также случаи более медленных процессов аккумуляции. Можно показать, что точный вид закона изменения  $\dot{m}$  оказывает малое влияние на величину интервала времени, в течение которого запасается энергия, достаточная для расплавления поверхности или околоповерхностных областей Земли. Пусть

$$\dot{m} = c_n / r^n, \quad (2.2)$$

где  $r = r(t)$  и  $c_n$  — постоянная. Поскольку  $\dot{M} = 4 \pi \rho r^2 \dot{r}$ , где  $\rho$  — плотность,

$$\dot{m} = \dot{M}/4 \pi r^2 = \rho \dot{r}. \quad (2.3)$$

Таким образом, из уравнений (2.2) и (2.3) имеем

$$\rho r^n \dot{r} = c_n. \quad (2.4)$$

Интегрируя это выражение, получаем для  $n \neq -1$

$$r^{n+1} - r_0^{n+1} = \frac{(n+1)}{\rho} c_n (t - t_0) \quad (2.5)$$

и для  $n = -1$

$$\ln \left( \frac{r}{r_0} \right) = \frac{c_{-1}}{\rho} (t - t_0). \quad (2.6)$$

При  $n = 0$   $\dot{m}$  — постоянная и радиус Земли растет линейно со временем, тогда как при  $n \geq 1$  рост Земли замедляется. Ни одно из этих предположений не является правдоподобным с физической точки зрения, так как скорость аккумуляции должна зависеть от гравитационных сил ( $n = -1$ ) или потенциальных сил ( $n = -2$ ), соответствующих предположению о том, что при наличии неограниченного источника скорость его выпадения ограничена.

Для случая  $n = -2$  уравнение (2.1) имеет вид

$$\frac{4}{3} \pi \rho G c_{-2} r^4 = \epsilon_m \sigma (T^4 - T_0^4) + c_p c_{-2} r^2 (T - T_0), \quad (2.7)$$

где  $c_{-2} = \dot{m}_f / R_m^2$ , а  $\dot{m}_f$  — поток массы падающего вещества в момент завершения роста планеты, когда  $r = R_m$ . Из уравнения (2.5) следует, что

$$\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} = \frac{\dot{m}_f}{\rho R_m^2} (t - t_0). \quad (2.8)$$

Время, требуемое для роста Земли от радиуса  $r_0$  до конечного радиуса  $R_m$ , дается следующей формулой:

$$t = \frac{\rho R_m^2}{\dot{m}_f} \left[ \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right] = \frac{\rho R_m^2}{\dot{m}_f} \frac{\Delta r}{r r_0}, \quad (2.9)$$

где  $\Delta r = r - r_0$ . Когда  $r = R_m$ ,

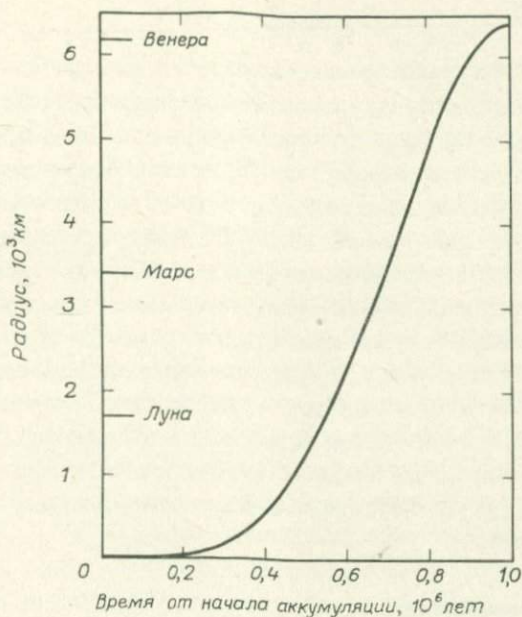
$$t = \frac{\rho R_m}{\dot{m}_f} \left( \frac{\Delta r}{r_0} \right) = \frac{\rho R_m}{\dot{m}_f} \left( \frac{R_m}{r_0} - 1 \right). \quad (2.10)$$

Для  $R_m/r_0 = 2$  время  $t = \rho R_m/\dot{m}_f$  оказывается тем же самым, что и в случае  $\dot{m} = c_0$ . Таким образом, время, необходимое для роста Земли путем гравитационной аккумуляции от половины до полного значения ее современного радиуса, оказывается равным времени аккумуляции с постоянной скоростью  $\dot{m} = c_0$ . Хотя радиационные потери энергии зависят от времени аккумуляции, конечные температуры для указанных двух случаев не сильно различаются. Разогрев, вызываемый выпадающим веществом, ведет к уменьшению разности температур, соответствующих различным законам изменения  $\dot{m}$ . Если в уравнении (2.1) опустить последний член, то температура будет изменяться пропорционально  $r$  в случае гравитационной аккумуляции и более медленно расти в случае, если  $n > -2$ . Если бы вся гравитационная энергия аккумуляции улавливалась Землей, то первый член в правой части уравнения (2.1) отсутствовал бы. Результирующее возрастание температуры  $\Delta T$  в таком случае можно оценить из уравнения

$$GM/R_m = c_p \Delta T, \quad (2.11)$$

где  $R_m$  — конечный радиус Земли. Численный расчет дает температуру порядка 50 000 К. Эта величина представляет собой оценку максимального теплового эффекта аккумуляции. При этом расплавление Земли в процессе аккумуляции привело бы к образованию ядра и осуществлению крупномасштабной дифференциации Земли [68].

Для оценки минимального теплового эффекта процесса аккумуляции можно предположить, что энергия, которая высвобождается при неупругих столкновениях частиц, выпадающих из первичного газопылевого облака, частично компенсируется энергией, переизлучаемой в окружающее пространство. В этом случае условие равновесия дается уравнением (2.1), в котором опущен последний член. Минимальная результирующая температура получается в предположении, что радиационные потери соответствуют излучению абсолютно черного тела ( $\epsilon_m = 1$ ). Скорость аккумуляции  $\dot{r}$  является неизвестной величиной. Хэнкс и Д.Л. Андерсон [38] рассмотрели ряд моделей. Простейшая из них соответствует постоянной скорости аккумуляции; более



Р и с. 2.1. Рост радиуса Земли в процессе аккумуляции [38]. Время аккумуляции  $10^6$  лет,  $\frac{dr}{dt} = Ct^2 \sin \gamma t$ . Модель D.

правдоподобные модели были получены при скоростях аккумуляции, заданных формулами  $\dot{r} = A \sin \alpha t$  и  $\dot{r} = Ct^2 \sin \gamma t$ , где  $\dot{r} = 0$  при  $r = 0$  и  $r = R_m$ . Постоянные  $A$ ,  $\alpha$ ,  $C$  и  $\gamma$  определяются через конечный радиус  $R_m$  и полное время аккумуляции  $t_{\text{acc}}$ .

На рис. 2.1 показан рост радиуса Земли со временем для последней из указанных моделей при  $t_{\text{acc}} = 10^6$  лет. Как видно из рисунка, для того чтобы Земля достигла астероидных размеров, требуется  $0,3 \cdot 10^6$  лет. Быстрое ускорение процесса аккумуляции в интервале времени  $(0,4 - 0,9) \cdot 10^6$  лет дает основной вклад в разогрев Земли. Скорость аккумуляции начинает значительно уменьшаться только во время наращивания последних 200 км земной оболочки. Сафронов (см., например, [72]) и Юри [84] считают, что наиболее вероятная величина времени аккумуляции имеет порядок  $10^8$  лет. В то же время Рингвуд [66, 68], Хэнкс и Андерсон [38], а также Турекьян и Кларк [82] предпочитают значительно более короткие времена аккумуляции.

### 2.3.5. Диссипация энергии вращения Земли

Поскольку вращение Земли замедляется вследствие ее приливного взаимодействия с Луной (и, в меньшей степени, с Солнцем), часть энергии вращения поглощается приливами в океанах и в теле Земли. Трудно оценить, каким образом поглощаемая энергия делится между океанскими и земными приливами; вероятно, большая ее часть диссипирует в мелководных морях. Если бы тепло, генерируемое приливами, распределялось равномерно по всему объему Земли, возрастание температуры оказалось бы незначительным (вероятно, меньшим чем  $100^{\circ}\text{C}$ ). Однако если в верхней мантии имеются зоны малой вязкости, то наибольшая часть энергии приливных деформаций должна поглощаться в этих зонах, приводя к увеличению температуры, возможно, даже на  $1000^{\circ}\text{C}$ . Такое возрастание температуры могло произойти в прошлом, когда Земля и Луна располагались относительно близко друг к другу и Земля вращалась значительно быстрее, чем в настоящее время.

### 2.3.6. Образование ядра

Если Земля сформировалась путем аккумуляции из приблизительно однородного вещества и позднее испытала дифференциацию на кору, мантию и ядро, то при образовании ядра в результате концентрации в центральной части Земли высокоплотных железо-никелевых компонент должно было выделиться большое количество гравитационной энергии. Гозер [80] оценил теплоту, выделяющуюся при образовании ядра в первично недифференцированной Земле, и получил  $470$  кал/г. Около 6% этой величины должно пойти на расплавление железо-никелевого ядра, а остаток должен поднять среднюю температуру Земли на  $1500^{\circ}\text{C}$ . Аналогичным методом Берч [7] получил, по существу, такое же значение энергии, идущей на разогрев Земли ( $400$  кал/г). Позднее Флезер и Берч [30] исправили неточность в исходной работе Берча и оценили энергию, высвобождающуюся при образовании ядра, в  $590$  кал/г. Такое количество энергии достаточно для разогрева Земли приблизительно на  $2000^{\circ}\text{C}$ . Таким образом, образование земного ядра вполне могло играть определяющую роль в тепловой истории Земли.

### 2.3.7. Удары падающих тел

Сафронов [72–73] полагает, что одним из основных источников тепла при холодной аккумуляции Земли были удары падающих тел.

Оценки начальной температуры Земли, обусловленной этим источником, в значительной степени зависят от предполагаемых размеров тел. Расчеты, основанные на предположении, что эти тела являются малыми, дают низкую начальную температуру — от 300 К вблизи поверхности до 800 — 900 К в центре Земли. Энергия удара малых тел и частиц должна высвободиться вблизи поверхности растущей Земли. При этом практически вся выделяющаяся энергия излучается обратно в пространство. Однако Сафронов считает, что в процессе образования планет участвовали и относительно крупные тела: наибольшие тела, падавшие на Землю, достигали в диаметре нескольких сотен километров. Чем больше падающее тело, тем больше глубина, на которой высвобождается энергия удара, и, следовательно, тем большая доля энергии остается заключенной внутри Земли. Кроме того, тела больших размеров должны создавать более глубокие кратеры, вызывая при ударе интенсивное смешивание вещества. Передача тепла путем смешивания вещества при ударе больших тел оказывается намного более эффективной, чем перенос тепла посредством обычной теплопроводности. Численные оценки показывают, что максимальные значения начальной температуры, вероятно, превышали 1500 К и достигались в верхней мантии (на глубинах  $\sim 500$  км).

Удары о Землю тел наибольших размеров должны также приводить к образованию первичных неоднородностей в мантии; при этом, кроме неоднородностей, обусловленных различиями химического состава падающих тел, должны существовать и температурные неоднородности. Области, подверженные ударам тел наибольших размеров (до 1000 км), должны дополнительно нагреваться на несколько сотен градусов. В таких областях температурная неоднородность может сохраняться даже по прошествии 1 млрд. лет. Учитывая добавочное выделение тепла за счет радиоактивного распада, можно ожидать, что температура в центре этих областей в первую очередь достигнет точки плавления. Когда доля расплава составит около половины объема вещества, должна произойти локальная гравитационная дифференциация — тяжелое вещество будет опускаться в нижнюю часть зоны, а легкое подниматься в ее верхнюю часть. Во время гравитационной дифференциации выделяется большое количество тепловой энергии. В результате должен создаваться сильно разогретый вертикальный столб вещества с малой вязкостью, по которому массы тяжелого вещества должны опускаться вниз, формируя ядро Земли. Сафронов также предполагает, что именно над этими сильно

разогретыми за счет соударений областями произошло образование континентов.

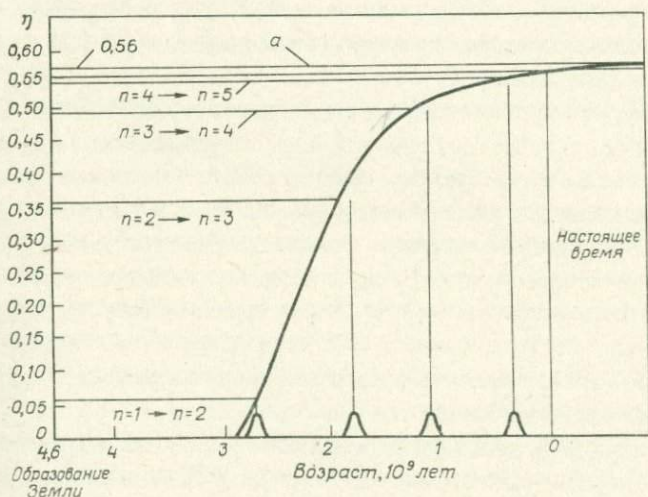
## 2.4. Время образования ядра

Представления о времени, в течение которого образовалось ядро Земли, за последние два десятилетия претерпели значительные изменения. Ранкорн [70, 71] предположил, что ядро продолжало расти на протяжении всего геологического времени, и на этой основе развил теорию дрейфа континентов. Венинг-Мейнес [85] полагал, что современное расположение континентов может быть обусловлено наличием в мантии Земли регулярных крупномасштабных конвективных движений. При этом предполагалось, что вещество, слагающее континенты, скапливалось над областями нисходящих потоков. Используя результаты исследований Чандрасекара [16] по конвекции в жидком сферическом слое, Ранкорн показал, что современный радиус ядра лишь чуть превышает значение, при котором четвертая гармоника конвективных движений в мантии должна возбуждаться слабее, чем пятая. В периоды перехода от одной гармонике к другой континенты испытывают большие напряжения, поскольку происходит перестройка системы конвективных ячеек. С этой точки зрения становится понятным дрейф континентов, развившийся в течение сравнительно недавнего геологического времени. Ранкорн сделал вывод о существовании в прошлом других эпох значительных перемещений континентов, когда радиус ядра последовательно достигал значений, при которых существовавшие с момента начала образования ядра и соответствовавшие первой гармонике конвективные течения перестраивались в систему ячеек, соответствующих второй, затем третьей гармонике и т.д. Эти эпохи континентального дрейфа Ранкорн отнес к раннему докембрию.

Кроме перемещений континентов, в периоды переходов от одной гармонике конвективных течений к другой можно ожидать появления последовательности орогенных процессов. Имеющиеся определения радиоактивного возраста были выполнены в основном для глубинных изверженных пород и для метаморфических пород, образовавшихся под действием орогенных сил в наиболее глубоких частях земной коры [32]. Интересно, что возраст указанных пород группируется в широкие пики около времен 2,6, 1,8, 1 млрд. и 300 млн. лет назад. Последний пик соответствует большому количеству пород, самые древ-

ние из которых датируются средним палеозоем. Таким образом, этот пик обнаруживает связь с континентальным дрейфом и перестройкой системы конвективных движений от четвертой гармоники к пятой. Ранкорн считал естественным отождествлять пик, относящийся ко времени 1 млрд. лет назад, с перестройкой течений от третьей гармоники к четвертой; пик, относящийся к 1,8 млрд. лет назад — к переходу от второй гармоники к третьей, и пик, относящийся к 2,6 млрд. лет назад — к переходу от первой гармоники ко второй. Таким путем можно определить моменты времени, когда радиус ядра достигал этих критических значений (рис. 2.2). Из рис. 2.2 видно также, что в соответствии с данной теорией рост ядра начался чуть менее 3 млрд. лет назад.

Эльзассер [26] довольно подробно рассмотрел модель Земли, образовавшейся путем холодной аккумуляции из однородно распределенного вещества. Основная особенность такой модели Земли состоит в том, что температура плавления силикатного вещества значительно быстрее растет с глубиной, чем действительная температура недр Земли. Это означает, что вязкость силикатного вещества должна заметно увеличиваться с глубиной. Следовательно, по мере разогрева Земли за счет выделения энергии радиоактивного распада внешние



Р и с. 2.2. Рост ядра Земли и пики, полученные при определении радиоактивного возраста пород [71].  $\alpha$  — конечный радиус Земли.

слои первыми размягчаются настолько, что железо начинает опускаться в направлении центра Земли. Однако в более глубоких областях опускание железа замедляется из-за возрастания вязкости. При этом образуется единый слой железа. Он оказывается гравитационно неустойчивым, и эта неустойчивость приводит к образованию громадных "капель". Эти капли быстро опускаются к центру Земли, формируя протоядро. По оценке Эльзассера, для образования протоядра чуть меньших размеров, чем современное ядро, вероятно, потребовалось не более нескольких сотен миллионов лет.

Процесс опускания железа сильно зависит от вязкоупругих свойств силикатной матрицы. Ниже точки плавления вязкость экспоненциально растет с уменьшением температуры. Поэтому мы имеем дело не с однородными потоками железа в направлении к центру Земли, а со значительно более сложным процессом, в котором опускание железа в большой степени определяется изменением температуры с глубиной. Когда опускание железа происходит почти в жидком силикатном веществе, возникающие в последнем течения сначала должны быть направлены вниз. Но, поскольку вязкость мантии увеличивается с глубиной, часть силикатного вещества, находящегося ниже капли железа, тормозится и выталкивается вверх опускающейся каплей. Эльзассер предположил, что таким путем может осуществляться дифференциация состава мантии — вещество, содержащее железо, опускается вниз, а вещество мантии над падающими каплями теряет почти все свое железо.

Тозер [80] пересмотрел вопрос о кинетике образования ядра и сделал вывод о несостоятельности элементарной теории опускания железных масс в силикатном веществе. Идея механизма, предложенного им в качестве альтернативы, заключается в течении железа по каналам в силикатной матрице. Однако приемлемость этой теории определяется способностью железа течь в указанных условиях на расстояниях порядка километра. Тозер пришел к выводу, что в любом случае в настоящее время ядро растет намного медленнее, чем в прошлом, и что оно почти полностью сформировалось на самом раннем этапе эволюции Земли.

Толланд [79] также рассмотрел образование ядра путем аккумуляции из первоначально однородной смеси (82% по объему силикатного вещества и 18% железа и серы). В отличие от других моделей (таких, как, например, модель Эльзассера [26]) в модели Толланда рассматривается роль конвекции на протяжении периода образования

ядра и принимается во внимание взаимодействие между процессом опускания железа и конвективными движениями. Он использовал построенную Тозером [81] модель тепловой истории Земли (см. разд. 3.6). Тозер показал, что при малых отклонениях от гидростатического равновесия реологические свойства Земли могут описываться свойствами вязкой ньютоновской жидкости. Если толщина области конвективных движений составляет порядка сотен километров, то при любой приемлемой генерации тепла вязкость будет иметь порядок  $\sim 10^{20}$  П. Это снимает возражения против теории гравитационной дифференциации, основанные на предположениях о слишком высокой вязкости мантии.

Толланд допускает, что современное ядро Земли состоит из смеси Fe — S (см. разд. 5.5). В этом случае первые выплавки в прото-Земле должны были образоваться при значительно более низкой температуре, чем температура плавления железа. Быстрая конвекция должна была воспрепятствовать обширному расплавлению Земли. Юри [83] пришел к этому же выводу из геохимических соображений. По оценке Толланда, для образования ядра за время  $\sim 10^8$  лет при вязкости мантии  $10^{20}$  П необходимо допустить, что начальные размеры опускающихся капель составляли около 1 м, что не кажется приемлемым.

Как указано в разд. 2.3., быстрая аккумуляция Земли могла осуществляться, если гравитационная энергия пылевого облака играла важную роль в нагревании Земли. Имеется множество различных данных, свидетельствующих в пользу того, что процесс аккумуляции Земли был очень быстрым.

Обычно считается, что магнитное поле Земли создается действием механизма динамо в жидком проводящем внешнем ядре (см. разд. 4.2). Было найдено, что породы, имеющие возраст 2700 млн. лет, обладают остаточной намагниченностью. Таким образом, по меньшей мере уже тогда внешнее ядро должно было находиться в расплавленном состоянии. Хэнкс и Андерсон [38] провели исследование тепловой истории Земли при этом дополнительном ограничении и пришли к выводу, что Земля должна была аккумуляроваться за период времени менее 0,5 млн. лет. Этот интервал слишком мал для того, чтобы распад долгоживущих радиоактивных изотопов мог дать достаточное количество тепла, и авторы не учитывали роль распада короткоживущих радиоактивных изотопов в тепловой истории Земли. При быстрой аккумуляции большая часть гравитационной энергии пыле-

вого облака выделяется в виде тепла внутри аккумулирующей планеты, а не излучается в пространство. Период аккумуляции мог оказаться и несколько более длительным, поскольку ядро состоит не из чистого железа. Добавка кремния или серы (см. разд. 5.5) должна понизить точку плавления железа — по оценке Холла и Мерси [37] при давлениях, соответствующих давлениям в ядре, температура плавления эвтектики Fe — FeS приблизительно на 1600°C ниже, чем чистого железа.

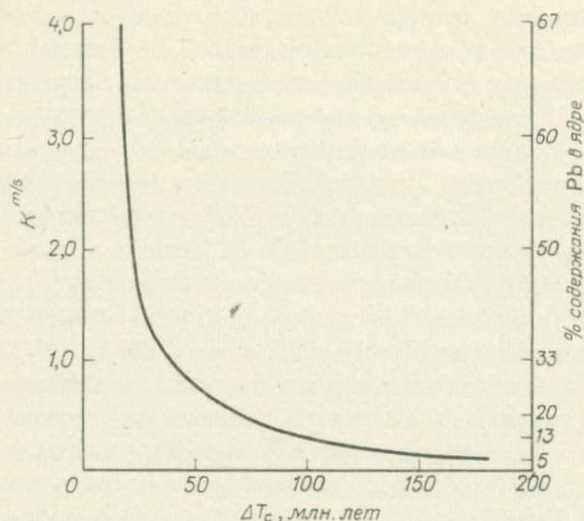
Везерилл отметил, что измерения концентрации Rb и Sr и определение изотопного состава Sr в образцах лунных пород указывают на то, что основное разделение Rb и Sr на Луне произошло около 4,6 млрд. лет назад. Аналогичные исследования сильно дифференцированных лунных брекчий дали дополнительные сведения, указывающие на очень раннюю дифференциацию Луны. Везерилл сделал вывод, что наиболее вероятным источником тепла для этой первичной дифференциации явилась гравитационная аккумуляция Луны. Чтобы за период аккумуляции была достигнута высокая температура, продолжительность этого периода должна иметь порядок 1000 лет. По аналогии с Луной Везерилл предположил, что дифференциация Земли произошла после ее полного расплавления на самом раннем этапе эволюции; при этом возраст древнейших пород (~3,5 млрд. лет) указывает на момент времени, когда Земля охладилась настолько, что произошло образование обширных областей твердой земной коры.

Оверсби и Рингвуд [58] также привели данные в пользу раннего образования земного ядра. В 1960 г. Рингвуд высказал мнение, что опускающееся при образовании ядра железо должно уносить с собой значительное количество свинца, не захватывая в то же время заметных количеств урана. Таким образом, формирование ядра должно изменять отношение Pb/U в коре и верхней мантии. Рингвуд пришел к выводу, что дата 4,550 млрд. лет назад, фиксируемая урано-свинцовым геохронологическим методом, соответствует времени образования ядра, которое должно было произойти вскоре после формирования Земли. Основа вывода Рингвуда состояла в том, что во время образования ядра отношение Pb/U в металлической фазе должно быть выше, чем в силикатах. Паттерсон и Тацумото [59] придерживались противоположной точки зрения. Тогда для того, чтобы разрешить этот вопрос, Оверсби и Рингвуд [58] провели экспериментальные исследования коэффициента распределения свинца между соответствующими металлической и силикатной фазами.

Считается, что, кроме железа, ядро содержит от 10 до 30% одного или более легких элементов (см. разд. 5.5). Поэтому Оверсби и Рингвуд испытали ряд моделей ядра с различными искусственными соединениями в качестве металлической фазы ( $\text{Fe}_{83}\text{S}_{15}\text{C}_2$ ,  $\text{Fe}_{89}\text{Si}_{11}$ ,  $\text{Fe}_{70}\text{S}_{30}$ , в процентах по массе). Используемая в экспериментах силикатная фаза состояла из синтетического соединения упрощенного базальтового состава с добавкой  $1000 \cdot 10^{-6}$  частей свинца (в виде окиси) в одних группах образцов и  $100 \cdot 10^{-6}$  свинца в других группах. Истолченные образцы металлической фазы смешивались с силикатной фазой в отношении 1:2 (по массе). Смесь нагревалась до заранее известной температуры, при которой обе фазы (и металлическая, и силикатная) находились в расплавленном состоянии (эксперименты проводились при высоких давлениях в условиях изолированной системы, чтобы предотвратить испарение свинца). Результаты экспериментов показали, что свинец концентрируется преимущественно в металлической фазе. Для каждой группы образцов были получены значения коэффициента распределения  $K^{m/s}$  (т.е. отношения концентраций Pb в металле и силикатной фазе).

Существует соотношение между коэффициентом  $K^{m/s}$  и интервалом времени  $\Delta T_c$  между окончанием процесса аккумуляции и выделением ядра. Конкретный вид этого соотношения зависит от определенных "граничных" условий — на рис. 2.3 изображена одна из кривых, полученных Оверсби и Рингвудом. Коэффициент распределения свинца  $K^{m/s}$  для модели, в которой металлическая фаза представлена соединением  $\text{Fe}_{83}\text{S}_{15}\text{C}_2$ , равен 2,5. Из рисунка находим, что выделение ядра должно было произойти в пределах 20 млн. лет после окончания аккумуляции. Для соединений  $\text{Fe}_{70}\text{S}_{30}$  и  $\text{Fe}_{89}\text{Si}_{11}$  характерны большие значения  $K^{m/s}$ . Однако, поскольку кривая  $K^{m/s}(\Delta T_c)$  для  $K^{m/s} > 1,5$  идет очень круто, соответствующие интервалы  $\Delta T_c$  оказываются лишь чуть более короткими. Поэтому Оверсби и Рингвуд сделали вывод, что ядро Земли образовалось либо во время процесса аккумуляции, либо вскоре после его окончания. Допустимые изменения граничных условий не влияют на этот основной результат.

Сделанные выводы решительно свидетельствуют в пользу моделей быстрой аккумуляции Земли в высокотемпературных условиях, а не моделей аккумуляции холодной нерасплавленной Земли с последующим разогревом изнутри и образованием ядра на значительно более позднем этапе.



Р и с. 2.3. Соотношение между  $\Delta T_c$  (интервал времени между окончанием процесса аккумуляции и образованием ядра) и коэффициентом  $K^{m/s}$  распределения свинца между металлической и силикатной фазами [58]. Время аккумуляции принято равным 4,550 млрд. лет. Изотопный состав свинца в верхней мантии соответствует изотопному составу свинца в толентах, поднятых со дна Тихого океана.

## 2.5. Модели первично-неоднородной Земли

Орован [57] одним из первых предположил, что аккумуляция Земли могла быть неоднородной. Он указал на то, что железо сохраняет пластические свойства даже при низких температурах при условии, что в нем содержится ненамного больше углерода, чем в метеоритах. В результате можно ожидать, что металлические частицы будут слипаться при столкновениях вследствие того, что их кинетическая энергия может расходоваться на пластическую деформацию. Таким образом, металлические частицы могут объединяться посредством холодной или горячей сварки. С другой стороны, силикаты обладают хрупкими свойствами и разрушаются при столкновениях, за исключением узкого диапазона температур вблизи точки плавления. Поэтому аккумуляция планет могла начаться с аккумуляции металлических частиц. Образовавшееся тело достаточно больших размеров могло легко вычерпать и неметаллические частицы — сначала путем впрессовывания их в пластичный металл, а позднее за счет гравитационного при-

тяжения. Орован предложил, что при таком механизме планеты могли образоваться холодными с уже частично дифференцированным металлическим ядром. Однако при этом остается проблема источников тепла, обеспечивающих последующее расплавление ядра.

Харрис и Тозер [39] указали на то, что в допланетном пылевом облаке наиболее эффективно слипаться и объединяться должны были магнитные пылевые частицы. Исходя из этого они предположили, что магнитостатическое притяжение ферромагнитных пылевых частиц могло привести к увеличению сечения захвата. Они показали, что если точка Кюри для железа и железо-никелевого сплава превышала  $700^{\circ}\text{C}$  и средний интервал времени между столкновениями пылевых частиц (определяемый геометрическим сечением) составлял около одного года, то до того, как железо успело существенно окислиться, должно было произойти очень большое число таких столкновений.

В работах [4, 17, 27, 82] также предлагались модели неоднородной аккумуляции Земли. В отличие от моделей холодной аккумуляции, подобных модели Орована [57], первичная неоднородность Земли в указанных работах возникает при конденсации вещества из солнечной туманности. Наблюдаемое уменьшение плотности твердых тел в Солнечной системе с удалением от Солнца может быть обусловлено радиальным градиентом температуры, существовавшим в солнечной туманности в период конденсации слагавшего ее вещества. Последовательность химических соединений, входящих в состав тел Солнечной системы, может соответствовать последовательности реакций конденсации, происходящих в газе солнечного состава при охлаждении его от температуры  $>2000$  до  $30$  К. Именно, в принципе возможно рассчитать равновесный химический состав солнечного вещества как функцию давления и температуры и точно определить последовательность реакций и состав конденсата для любого профиля  $p = p(T)$ . По расчетам Ларимера [47], порядок конденсации должен быть следующим: Fe и Ni, силикаты магния и железа, щелочные силикаты, такие металлы, как Ag, Ga, Cu, сульфиды железа и, наконец, такие металлы, как Hg, Tl, Pb, In и Bi. Именно такой порядок конденсации предполагается в Земле и обычно приписывается дифференциации. Турекьян и Кларк [82] полагают, что ядро Земли образовалось путем аккумуляции сконденсированных частиц Fe-Ni в окрестности их орбит. Силикатная мантия, так же как и в модели Орована, была наращена позднее на уже сформировавшееся ядро. Однако Блендер и Катц [9], а также Блендер и Абдель-Гавад [10] отметили, что при

давлениях, которые должны были иметь место в солнечной туманности, силикаты сконденсировались бы раньше, чем железо. К настоящему времени Лаример пересмотрел свои прежние оценки и также считает, что железо сконденсировалось чуть позднее силикатов [4, 48].

Льюис [50 — 51] разработал модель происхождения твердых тел Солнечной системы из солнечной туманности, в которой существовал большой радиальный градиент температуры. Он предположил, что состав конденсирующихся из туманности веществ определяется условиями химического равновесия между конденсатами и газами в системе, имеющей солнечный состав. Он вычислил плотность конденсата в зависимости от температуры (в диапазоне 0 — 2200 К) и давления (в диапазоне  $10^{-7}$  —  $10^{+1}$  атм) и обнаружил, что в широком диапазоне значений величина полного давления совершенно не влияет на график зависимости плотности конденсата от температуры. При этом последовательность реакций и образующихся в равновесных условиях твердых соединений оказывается по существу не зависящей от давления. Последовательность реакций и образующихся конденсатов для вещества Солнечной системы, состоящего из наиболее распространенных элементов, приведена в табл. 2.1.

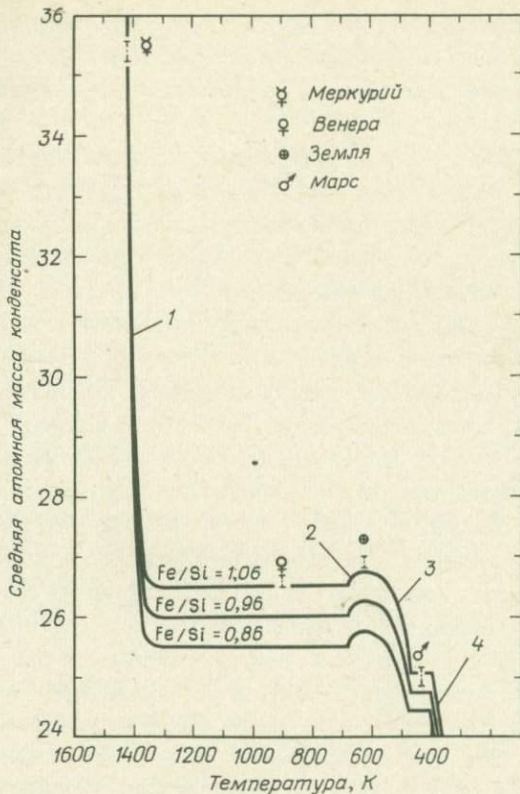
Льюис получил кривую зависимости удельной плотности от температуры (рис. 2.4), которая иллюстрирует резкие изменения плотности,

Таблица 2.1

Последовательность конденсации для вещества солнечного состава [52]

Реакция	Температура, К (при $10^{-3}$ бар)	Плотность конденсата, г/см <sup>3</sup>
Конденсация тугоплавких окислов	1720	~ 3,5
Конденсация металлического железа	1460	~ 7,0
Конденсация $MgSiO_3$	1420	4,40
Образование щелочных алюмосиликатов	1250	4,40
Образование $FeS$	680	4,46
Образование тремолита	540 <sup>a</sup>	~ 4,3 <sup>a</sup>
Окончание окисления железа в $FeO$	490	3,85
Образование талька/серпентина	400	3,2

<sup>a</sup>Образование тремолита происходит тогда, когда плотность конденсата быстро уменьшается вследствие окисления Fe. Таким образом, небольшое колебание величины свободной энергии образования тремолита соответствует значительному колебанию плотности конденсата при температуре образования тремолита.



Р и с. 2.4. Плотность конденсированного вещества, находящегося в равновесии с газом солнечного состава в интервале температур 400—1600 К при давлении  $10^{-3}$  бар [51]. Упрощенная химическая система (из 20 наиболее распространенных элементов) рассмотрена при трех различных значениях отношения  $Fe/Si$ . Плотности некоторых планет прекрасно согласуются с отношением  $Fe/Si = 1,08$ , однако учет редкоземельных элементов и возможных изменений распространенности основных элементов может несколько сместить кривые.

1 — конденсация  $MgSiO_3$ ; 2 — образование  $FeS$ ; 3 — образование  $FeO$  и тремолита; 4 — образование талька.

обусловленные окислением железа, гидратацией силикатов, конденсацией льда  $H_2O$  и образованием твердых гидратов газов. Важным исключением из общей тенденции уменьшения плотности с уменьшением температуры является образование при 680 К  $FeS$  (минерала троилита). Связывание летучего элемента серы приводит к увеличению плотности конденсата вследствие большой атомной массы серы.

В модели Льюиса допускается также определенное соотношение между общим содержанием летучих в теле и его плотностью. Поэтому плотность, степень окисления и содержание летучих оказываются генетически взаимосвязанными.

Таким образом, наблюдаемая тенденция изменения плотности планет земной группы является следствием физических и химических ограничений на структуру солнечной туманности (в частности, изменения температуры с расстоянием от Солнца), а не результатом особых процессов фракционирования. В этом случае различие плотностей Венеры, Марса и Земли обуславливается различной степенью связывания серы, кислорода и водорода в соединениях  $\text{FeS}$ ,  $\text{FeO}$  и в водных силикатах. Связывание указанных летучих элементов осуществляется в условиях химического равновесия между конденсатами и газами солнечного состава. Вероятно, только Земля испытала дифференциацию с миграцией тяжелых щелочных металлов во внешнее ядро; поэтому очень мощный источник тепла ( $\sim 10^{20}$  эрг/с), который может действовать во внешнем ядре Земли, невозможен на Меркурии и Венере и маловероятен на Марсе. Льюис рассматривает образование планет и более мелких тел путем медленной, низкотемпературной аккумуляции сконденсировавшихся частиц — первоначально за счет сил взаимодействия между ними ("слипание", магнитные и электрические силы и т.д.). Однако в конечном итоге, после образования нескольких протопланетных тел с размерами порядка многих километров, аккумуляция происходит за счет гравитационного притяжения.

Хойл [42] также рассматривал происхождение Солнечной системы с точки зрения конденсации в первичной солнечной туманности. Температура газов должна уменьшаться с увеличением расстояния  $d$  от центра туманности. По мере падения температуры определенные твердые и жидкие вещества становятся термодинамически неустойчивыми. При температуре ниже  $\sim 1500$  К первыми должны конденсироваться тугоплавкие вещества — железо в металлической фазе и некоторые окислы металлов, в частности  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{MgO}$  и  $\text{CaO}$ . Эта конденсация должна была произойти при  $d \sim 2 \cdot 10^{13}$  см, т.е. на расстоянии, приблизительно равном радиусу земной орбиты. Если конденсирующееся вещество образовало тела достаточно больших размеров, то последние должны были выпадать из газа и продолжать свое движение по более или менее кеплеровым орбитам, сохраняя прежний порядок величины параметра  $d$ . Указанный процесс мог происходить, если размеры тел были порядка нескольких метров. Более мелкие

образования должны были выноситься потоками газа. Можно ожидать, что твердые вещества, образующиеся в медленно охлаждающемся газе, будут химически совершенно чистыми. При медленном охлаждении конденсация любого вещества должна заканчиваться до того, как начнется конденсация другого, если только эти вещества не становятся термодинамически устойчивыми при почти одинаковой температуре. Отсюда Хойл сделал вывод о том, что железо, по-видимому, должно конденсироваться независимо от  $MgO$  и  $SiO_2$ . При температурах порядка 1500 К металлическая фаза должна быть представлена железом, а не соединением  $FeS$ , как это обычно предполагают геохимики. Хойл считает, что "при температуре 1500 К куски железа должны объединяться гораздо легче, чем куски силикатов, вследствие пластических свойств железа. Таким образом, отнюдь не представляется невероятным предположение о том, что первые тела, образовавшиеся путем конденсации, были шарами из сравнительно чистого железа размерами в несколько километров. Можно представить себе, что именно таким путем сначала образовалось земное ядро, а породообразующие вещества добавились позднее".

Этот общий вывод был подтвержден детальными исследованиями Гроссмана [34—35] порядка конденсации элементов при охлаждении первичной солнечной туманности. Гроссман предположил, что пар находится в химическом равновесии с каждой конденсированной фазой во всей области температур между точкой конденсации пара и температурой, при которой пар вступает в реакцию образования новой фазы. Таким образом, получаемая последовательность конденсации точно отражает изменяющееся распределение элементов между паром и твердой фазой, а также между различными твердыми фазами, поскольку при определении температур конденсации низкотемпературных фаз учитывается влияние высокотемпературных конденсатов на состав газовой фазы.

Температуры конденсации и исчезновения всех фаз (при полном давлении  $10^{-3}$  атм) приведены в табл. 2.2. Металлическое железо впервые появляется при температуре 1473 К и содержит 12,1 мол. % Ni. По мере охлаждения газа и дальнейшей конденсации сплавов равновесная концентрация Ni уменьшается, достигая при температуре 1350 К значения 4,9 мол. %, что соответствует отношению Ni/Fe в Солнечной системе [13]. Форстерит впервые появляется при температуре 1444 К, когда уже сконденсировалось 46% общего количества железа.

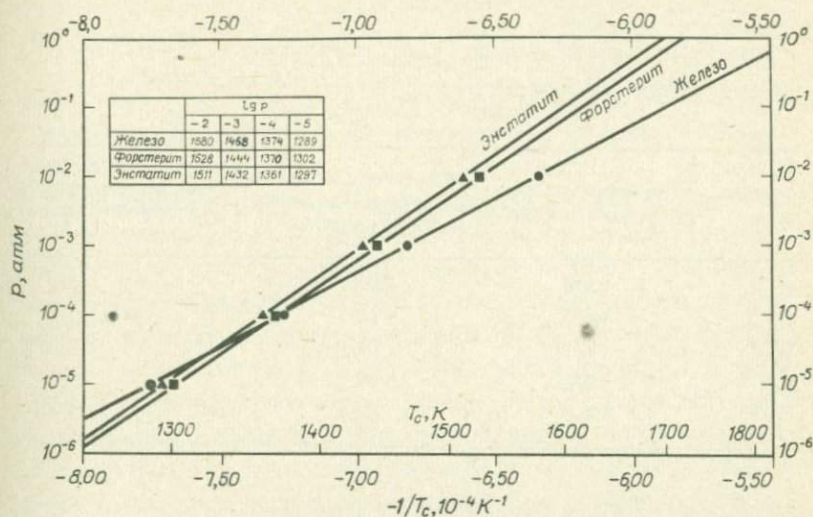
Таблица 2.2

Поля устойчивости равновесных конденсатов  
при полном давлении  $10^{-3}$  атм [34]

Фаза		Температура конденсации, К	Температура исчезновения, К
Корунд	$Al_2O_3$	1758	1513
Перовскит	$CaTiO_3$	1647	1393
Мелилит	$Ca_2Al_2SiO_7 - Ca_2MgSi_2O_7$	1625	1450
Шпинель	$MgAl_2O_4$	1513	1362
Металлическое железо	(Fe, Ne)	1473	
Диопсид	$CaMgSi_2O_6$	1450	
Форстерит	$Mg_2SiO_4$	1444	
	$Ti_3O_5$	1393	1125
Анортит	$CaAl_2Si_2O_8$	1362	
Энстатит	$MgSiO_3$	1349	
Эсколаит	$Cr_2O_3$	1294	
Металлический кобальт	Co	1274	
Алабандит	MnS	1139	
Рутил	$TiO_2$	1125 <sup>a</sup>	
Щелочной полевой шпат	(Na, K) $AlSi_3O_8$	~1000	
Троилит	FeS	700	
Магнетит	$Fe_3O_4$	405	
Лед	$H_2O$	≤200	

<sup>a</sup> Ниже этой температуры вычисления были выполнены вручную с помощью экстраполяции данных по составу паров при высоких температурах. В некоторых случаях влияние малораспространенных газов учитывалось только при низких температурах ( $CH_4$ ).

На рис. 2.5, на котором изображены зависимости температур конденсации железа, форстерита и энстатита от давления, видно, что железо имеет более высокую температуру конденсации, чем форстерит и энстатит при давлениях выше  $7,1 \cdot 10^{-5}$  и  $2,5 \cdot 10^{-5}$  атм соответственно. Разница между температурами появления железа и форстерита постепенно возрастает с увеличением давления, достигая приблизительно  $80^\circ$  при давлении  $10^{-1}$  атм. Форстерит конденсируется чуть раньше энстатита, по крайней мере при давлениях более  $10^{-6}$  атм;



Р и с. 2.5. Зависимость температуры конденсации железа, форстерита и энстатита от давления [35]. В данных расчетах не учитывалось снижение температуры конденсации энстатита при кристаллизации форстерита. При любом фиксированном давлении добавка Ni в металлическую фазу несколько увеличивает разницу температур конденсации железа и форстерита. Хотя при давлении  $10^{-3}$  атм эта разница и мала, 46% Fe конденсируется до появления форстерита.

разность температур конденсации этих веществ также постепенно возрастает с увеличением давления. При давлении  $10^{-2}$  атм форстерит конденсируется при температуре 1528 К, а энстатит — при 1511 К. Таким же образом происходит и равновесная конденсация железоникелевого сплава во всем исследованном диапазоне давлений.

Сплав, конденсирующийся первым, относительно богат никелем, но по мере охлаждения содержание никеля в нем быстро уменьшается. Состав первых сплавов-конденсатов и их температуры конденсации при нескольких значениях полного давления приведены в табл. 2.3. Первоначальное содержание никеля в сплаве, по-видимому, очень медленно увеличивается с уменьшением давления, возрастая всего на 0,01 — 0,015 моль при десятикратном уменьшении полного давления.

В неоднородной модели Гроссмана (охлаждение газа солнечного состава при полном давлении  $10^{-3}$  атм) 46% железа конденсируется до появления форстерита. В условиях продолжающегося процесса аккумуляции высвобождение гравитационной энергии приводит

Таблица 2.3

Состав первых сплавов-конденсатов, температура их конденсации и доля железа, сконденсировавшегося до появления форстерита, в зависимости от давления [34]

Давление, атм	Температура конденсации сплава, К	Первоначальное содержание никеля в сплаве, мол. %	Доля железа, сконденсировавшегося до появления форстерита, %
$10^{-2}$	1584	10,9	66
$10^{-3}$	1473	12,1	46
$10^{-4}$	1377	13,5	13
$10^{-5}$	1292	14,9	0
$10^{-6}$	1218	16,4	0

к расплавлению ядра, и ранее сконденсировавшиеся менее плотные компоненты, такие, как  $Al_2O_3$ , перовскит и мелилит, всплывают к поверхности. При температуре ниже 1444 К происходит совместная конденсация железа и силикатов магния, которые наращиваются на железо-никелевое ядро планеты. Плавление силикатов и железа происходит в результате ударов падающих тел; при этом в состав опускающегося жидкого металла посредством реакций, предложенных Бреттом [12], может войти 5–10% кремния.

В модели Гроссмана значительная доля всего железа заключена внутри Земли при температурах намного выше 700 К, т.е. температуры, ниже которой железо должно реагировать с солнечными газами, образуя  $FeS$ . Хотя высокотемпературные оливин и пироксен почти не содержат  $Fe$ , сильное уменьшение содержания  $H_2$  относительно содержания  $H_2O$ , вызываемое, согласно Джинсу, утечкой его из атмосферы планеты, позволяет 15–20 мол. % железа войти в состав указанных фаз при падении температуры до 1000–900 К. В дальнейшем скорость аккумуляции уменьшается и температура поверхности планеты падает; при этом более летучие и окисленные конденсаты должны удерживаться Землей. Снижение температуры поверхности приводит к развитию процесса конвекции, в ходе которого состав как ядра, так и образовавшейся части мантии становится более однородным.

Трудность, связанная с моделями Турекьяна–Кларка и Гроссмана, заключается в том, что выделяющейся энергии недостаточно для расплавления внешнего ядра в период аккумуляции или после его окон-

чания. Расплавить ядро в этих моделях значительно труднее, чем даже в моделях холодной аккумуляции. Именно по этой причине Хэнкс и Д.Л. Андерсон [38] постулировали очень короткое время аккумуляции — менее 0,5 млн. лет. Указанная трудность до некоторой степени уменьшается, если легкой компонентой в ядре является сера. Если предположить, что состав Земли аналогичен составу метеоритов, то первые выплавки должны были представлять собой обогащенный серой расплав железа (см. разд. 5.5). В таких условиях образование ядра могло происходить при температуре, на  $600^{\circ}\text{C}$  меньшей, чем температура плавления чистого железа. В окрестности ядра температура эвтектики, вероятно, на  $1600^{\circ}\text{C}$  ниже, чем температура плавления чистого железа [37]. Д.Л. Андерсон и Хэнкс [5], пересмотрев первично-неоднородную модель Земли, сделали вывод, что процесс неоднородной аккумуляции мог явиться причиной расплавления ядра на ранней стадии эволюции планеты. В их модели прото-Земля состоит из центрального ядра, образованного в основном силикатами с высоким содержанием Са, Al, Ti и радиоактивных элементов U и Th; железо-никелевой оболочки, содержащей продукты более ранней конденсации, которые частично конденсировались или аккумуляровались в период конденсации Fe и Ni; оболочки из более легкоплавких силикатов, главным образом пироксена и оливина; оболочки из силикатов с высоким содержанием калия и натрия и, наконец, оболочки из гидратов и из конденсатов с высоким содержанием летучих. Протоядро состоит из тугоплавкого центрального ядра и железо-никелевой оболочки. Именно существование радиоактивного центрального ядра обеспечивает механизм плавления металлической оболочки.

В модели Андерсона и Хэнкса плавление железа началось  $0,4 \cdot 10^9$  лет назад. Состояние центрального ядра и всего протоядра оказывается гравитационно неустойчивым, поскольку железо плотнее, чем вещество центрального ядра. После начала плавления Fe вещество центрального ядра будет подниматься к нижней границе мантии. Однако из-за наличия в ядре конвективных ячеек, характер которых определяется вращением Земли, это поднятие не будет симметричным. Сместившееся центральное ядро замещается железо-никелевым сплавом, температура которого до опускания близка к температуре плавления. Поскольку градиент температуры плавления больше адиабатического градиента, сплав Fe — Ni будет кристаллизоваться. Таким образом находят объяснения сейсмологические данные, свидетельствующие о твердом состоянии и указанном составе внут-

ренного ядра. В своей модели Андерсон и Хэнкс предполагают также, что некоторая доля сверхлегких сплавообразующих веществ во внешнем ядре (окислы и силикаты с высоким содержанием Са и Al, входящие в состав растворов или суспензий) может быть остатком древнего центрального ядра. В таком случае сильная радиоактивность вещества может обеспечить часть энергии, необходимой для действия геомагнитного динамо (см. разд. 4.7).

Многие вопросы, затронутые в этой главе, будут рассмотрены также в гл. 5, посвященной проблеме состава земного ядра. Гроссман и Лаример [36] недавно сделали обзор работ по химическому фракционированию в период конденсации Солнечной системы и влиянию этого процесса на установление химических различий между разными классами хондритов и составом планет.

## 2.6. Изменение гравитационной постоянной со временем

Еще одним физическим процессом, который мог бы послужить причиной эволюции Земли, является возможное изменение гравитационной постоянной  $G$  со временем. Некоторые геофизики, например Эдвед [24], Кейри [15], Хейзен [40], Вильсон [88], высказывали предположение о расширении Земли со временем. По гипотезе Кейри, расширение происходило главным образом на протяжении последних 500 млн. лет. При этом средняя за указанный период скорость увеличения радиуса Земли составила около 5 мм/год. Эдвед полагает, что радиус Земли увеличивается со скоростью в пределах 0,4–0,8 мм/год. Один из механизмов, предложенных для объяснения такого расширения, основан на гипотезе Дирака [23] об уменьшении гравитационной постоянной  $G$  со временем. При значительном уменьшении величины  $G$  давление внутри Земли должно уменьшаться, а объем увеличиваться. Дикке [20] показал, что для объяснения с этих позиций расширения, предлагаемого Кейри, необходимо, чтобы величина  $G$  уменьшалась приблизительно на  $10^{-8}$  в год. Скорость уменьшения величины  $G$ , соответствующая расширению по Эдведу, составляет  $10^{-9}$  в год.

Эдвед [25] первым предположил, что для определения значений радиуса Земли в различные геологические эпохи можно использовать палеомагнитные данные. Согласно гипотезе Кейри, Хейзена и Эдведа, при расширении Земли площадь континентов не увеличивалась, так что расстояние между любыми двумя точками на стабильной части одного континента остается неизменным. В таком случае, если радиус

Земли растет, геоцентрический угол между этими двумя точками уменьшается. Если считать, что древнее геомагнитное поле было дипольным, можно определить древний радиус Земли, измерив наклона намагниченности одновозрастных пород в двух точках, расположенных на одном и том же стабильном континентальном блоке. Кокс и Доэлл [18] применили этот метод при обработке данных по пермским породам Европы и Сибири и оценили радиус Земли в пермский период. Он составил 0,99 от современного значения радиуса. Уорд [86] обобщил метод Эдьеда и применил его к исследованию девонских, триасовых и пермских пород Европы и Сибири. Согласно полученным им оценкам, радиус Земли в указанные периоды составлял соответственно 1,12, 0,94 и 0,99 от современного и, таким образом, существенно от него не отличался.

С помощью данных по ударному сжатию при высоких давлениях Берч [8] показал, что при уменьшении гравитационной постоянной от величины  $2G$  до современного значения  $G$  соответствующее увеличение радиуса Земли с химически различными мантией и ядром должно составить всего лишь  $\sim 370$  км. Увеличение радиуса Земли могло быть большим в случае, если бы оказалась справедливой гипотеза Рамзея (см. разд. 5.2). Однако Берч показал, что она крайне маловероятна, и пришел к выводу, что изменения радиуса Земли вряд ли превышают 100 км, если масса Земли остается постоянной. Таким образом, совокупность всех имеющихся данных указывает на то, что Земля никогда не испытывала сильного расширения. Верхний предел скорости изменения гравитационной постоянной составляет  $10^{-10} G/\text{год}$ .

Если гравитационная постоянная с течением времени уменьшается, то излучение Солнца в прошлом должно было быть более интенсивным и, следовательно, астероиды и метеориты должны были быть сильнее нагреты, чем в настоящее время. Этот нагрев мог привести к утечке аргона из вещества метеоритов. Исследовав калий-аргоновый возраст метеоритов, Пиблс и Дикке [60] показали, что гравитационная постоянная не могла уменьшаться быстрее, чем на  $10^{-10} G$  в год. Это исключает возможность вызванного уменьшением  $G$  значительного расширения, предполагаемого Кейри и Эдьедом: предельное значение скорости уменьшения гравитационной постоянной  $10^{-10} G/\text{год}$  дает верхний предел скорости увеличения радиуса Земли  $\sim 0,05$  мм/год. В дальнейшем на основе различных геофизических данных Дикке [22] сделал вывод, что возможно лишь очень малое

уменьшение  $G$ . С другой стороны, Хойл [42] поддерживает гипотезу об уменьшении  $G$  со временем. Одним из следствий уменьшения  $G$  должны являться более высокие температуры в прошлом — 2 млрд. лет назад температура Земли на уровне моря была равна приблизительно  $70^\circ\text{C}$ . По мнению Хойла, наиболее серьезным возражением против гипотезы изменения гравитационной постоянной является докембрийское оледенение на Канадском щите, относящееся ко времени 2,5 млрд. лет назад.

В последнее время отмечается быстрый рост числа наблюдений так называемого красного смещения в спектрах разбегающихся галактик. Хойл и Нарликар [44] дали возможное объяснение этого эффекта с помощью теории, включающей уменьшение гравитационной постоянной со временем. В своей последующей работе [45] они показали, что из их теории вытекает увеличение радиуса Земли со скоростью около 0,1 мм/год. В работе Шапиро и др. [76] установлено значение верхнего наблюдательного предела величины  $\dot{G}/G$ , равное  $4 \cdot 10^{-10}$  лет $^{-1}$ . При значении постоянной Хаббла  $5 \cdot 10^{-11}$  лет величина  $\dot{G}/G$  должна составлять  $10^{-10}$  лет $^{-1}$ , что близко к оценке Дикке [21].

При значительном уменьшении гравитационной постоянной скопление частиц должно испытывать расширение. В некоторых случаях частицы могут приобретать достаточно высокую скорость и вырываться из скопления по мере ослабления гравитационных связей. Как известно, скопления галактик и шаровые скопления обычно обладают ограниченными размерами. Отсюда Дирборн и Шрамм [19] установили пределы величины изменения  $G$ , проведя численные расчеты динамического влияния фактора  $\dot{G}/G$  на изолированное скопление галактик. Для целого диапазона начальных условий была определена величина максимальной скорости изменения  $G$ , при которой еще возможно существование скоплений галактик в современную эпоху. Сходные расчеты были выполнены и для шаровых скоплений. Результаты их оказались сравнимыми с оценками, полученными для скоплений галактик. Установленный Дирборном и Шраммом верхний предел значения  $\dot{G}/G$  составил  $(4 - 10) \cdot 10^{-11}$  лет $^{-1}$ , что намного меньше величины, полученной Шапиро и др. [76]. Однако космология Дирака не согласуется с этим пределом. Космология Хойла — Нарликара [45] с  $\dot{G}/G \propto 1/t$ , видимо, также не отвечает данным наблюдений.

С другой стороны, Моррисон [55] получил значение указанного предела, близкое к оценке Дирборна и Шрамма. Он использовал времена затмений, измеренные по атомным часам, для определения за-

медления вращения Земли под действием приливных и неприливных (т.е. зависящих от  $\dot{G}$ ) сил. Предыдущие определения основывались на гравитационных данных, обусловленных только приливным замедлением вращения Земли. Предполагаемое изменение гравитационной постоянной не оказывает на эти данные заметного влияния. Близость скорости замедления вращения Земли к скорости замедления при  $\dot{G}/G = 0$  и имеющиеся малые расхождения дают оценку верхнего предела значений  $\dot{G}/G$ . Этот предел ( $2 \cdot 10^{-11}$  лет $^{-1}$ ) приблизительно совпадает с пределом Дирборна и Шрамма.

Для получения информации о величине напряженности гравитационного поля Земли в прошлые эпохи предлагалось множество способов. Чтобы найти средние скорости изменения поля за миллионы лет, необходима система геологических данных, чувствительная к изменению силы тяжести. В явлениях, испытывающих влияние силы тяжести, нет недостатка; однако, будучи обычно малым в сравнении с действием других, часто непредсказуемых факторов, действие силы тяжести редко фиксируется в горных породах.

А.Д. Стюарт [77] предложил целый ряд геологических и биологических явлений, которые можно было бы использовать для указанной цели. Сюда относятся гравитационное уплотнение глин, уплотнение глин под ледниками, палеобарометрия, размеры летающих животных, глубина следа животных, размеры скелетов наземных животных и рост диапировых структур (структур протыкания). Позднее Стюарт [78] разработал метод, хотя и не позволяющий определить точную величину палеогравитационного поля, но дающий возможность найти предельное значение скорости уменьшения ускорения силы тяжести  $g$  со временем. Этот предел, будучи весьма нежестким, тем не менее не противоречит теоретическим выводам. Стюарт полагает, что если сила тяжести в прошлом была больше, чем в настоящее время, то вполне возможно, что некоторые мелкозернистые осадочные породы должны быть сверхконсолидированы, т.е. уплотнены перекрывающим их в прошлом малым слоем осадков сильнее, чем существующим в настоящее время более мощным осадочным слоем. Поскольку процесс уплотнения происходит относительно быстро и является в большой степени необратимым, необходимые свидетельства переуплотнения могли сохраниться. Стюарт произвел измерения степени сверхконсолидации осадков в Лондонском бассейне. Он нашел, что глины в обнажениях данного бассейна консолидировались при более высоких давлениях, чем давления, соответствующие современной максимальной толщине

перекрывающих осадков в Лондонском бассейне. Конечно, возможно, что это дополнительное давление было обусловлено перекрытием рассматриваемых слоев более молодыми (по сравнению с наблюдаемыми в настоящее время) осадками, которые затем были полностью размыты. Однако если дополнительное давление было вызвано именно большей величиной силы тяжести в прошлом (около 26 млн. лет назад), то результаты Стюарта указывают на то, что в этот период времени величина силы тяжести не могла превышать ее современное значение более чем в 2 раза. Это означает, что максимально возможное уменьшение  $g$  за последние 26 млн. лет составляет  $4 \cdot 10^{-8}$  год<sup>-1</sup>.

### Литература

1. Alfvén H., Arrhenius G., Structure and evolutionary history of the solar system, I, *Astrophys. Space Sci.*, **8**, 338, 1970\*.
2. Alfvén H., Arrhenius G., Origin and evolution of the solar system, II, *Astrophys. Space Sci.*, **9**, 3, 1970.
3. Alfvén H., Arrhenius G., Structure and evolutionary history of the solar system, III, *Astrophys. Space Sci.*, **21**, 117, 1973.
4. Anders E., Chemical processes in the early solar system, as inferred from meteorites, *Acc. Chem. Res.*, **1**, 289, 1968.
5. Anderson D.L., Hanks T.C., Formation of the Earth's core, *Nature*, **237**, 387, 1972.
6. Arrhenius G., Asunmaa S.K., Fitzgerald R.W., in *Lunar Sci. Inst. Contribution No. 88 in Lunar Science III* (ed. C. Watkins), 1972.
7. Birch F., Energetics of core formation, *J. Geophys. Res.* **70**, 6217, 1965.
8. Birch F., On the possibility of large changes in the Earth's volume, *Phys. Earth Planet. Int.*, **1**, 141, 1968.
9. Blander M., Katz J.L., Condensation of primordial dust, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **31**, 1025, 1967.
10. Blander M., Abdel-Gawad M., The origin of meteorites and the constrained equilibrium condensation theory, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **33**, 701, 1969.

---

\*В 1979 г. в изд-ве "Мир" выйдет перевод на русский язык книги: Н. Alfvén, G. Arrhenius, *Evolution of the Solar System*, NASA, USA, 1976. — Прим. ред.

11. Brecher A., On the primordial condensation and accretion environment and the remanent magnetization of meteorites, *in* Proceedings of the IAV Symposium on the Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids, Albany, June, 1971.
12. Brett R., The Earth's core; speculations on its chemical equilibrium with the mantle, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **35**, 203, 1971.
13. Cameron A.G.W., A new table of abundances of the elements in the solar system, *in* Origin and Distribution of the Elements (ed. L.H. Ahrens), Pergamon, Oxford, 1968.
14. Cameron A.G.W., Models of the primitive solar nebula, *in* Symposium on the Origin of the Solar System, Nice 1972 (ed. H. Reeves), *Cent. Nat. Rech. Scient. Paris*, 1972. (Русский перевод в сб. "Происхождение Солнечной системы", под ред. Г. Ривса, "Мир", М., 1976.)
15. Carey S.W., A tectonic approach to continental drift, *in* Continental Drift, a Symposium, Univ. Tasmania, Hobart, 1958.
16. Chandrasekhar S., Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Oxford Univ. Press, London, 1961.
17. Clark S.P., Turekian K.K., Grossman L., Model for the early history of the Earth, *in* The Nature of the Solid Earth (ed. E.C. Robertson), McGraw-Hill, New York, 1972. (Русский перевод в сб. "Природа твердой Земли", "Мир", М., 1975.)
18. Cox A., Doell R.R., Palaeomagnetic evidence relevant to a change in the Earth's radius, *Nature*, **189**, 45, 1961.
19. Deerborn D.S., Schramm D.N., Limits on variation of G from clusters of galaxies, *Nature*, **247**, 441, 1974.
20. Dicke R.H., Principle of equivalence and the weak interactions, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 355, 1957.
21. Dicke R.H., Implication for cosmology of stellar and galactic evolution rates, *Rev. Mod. Phys.*, **34**, 110, 1962.
22. Dicke R.H., The secular acceleration of the Earth's rotation and cosmology, *in* The Earth - Moon System (ed. B.G. Marsden, A.G.W. Cameron), Plenum Press, New York, 1966.
23. Dirac P.A.M., A new basis for cosmology, *Proc. Roy. Soc.*, **A165**, 199, 1938.
24. Egyed L., A new theory on the internal constitution of the Earth and its geological-geophysical consequences, *Acta Geol. Hung.*, **4**, 43, 1956.
25. Egyed L., Some remarks on continental drift, *Geofis. Pura Appl.*, **45**, 115, 1960.

26. Elsassner W.M., Early history-of the Earth, in Earth Science and Meteoritics (ed. J. Geiss and E.D. Goldberg), North Holland Publ. Co., Amsterdam, 1963.
27. Eucken A., Physikalisch-chemische Betrachtungen über die früheste Entwicklungsgeschichte der Erde, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl., Heft 1, 1, 1944.
28. Fireman E.L., DeFelice J., Norton E., Ages of the Allende meteorite, Geochim. Cosmochim. Acta, **34**, 873, 1970.
29. Fish R.A., Goles G.G., Anders E., The record in the meteorites, III: On the development of meteorites in asteroidal bodies, Astrophys. J., **132**, 243, 1960.
30. Flasar F.M., Birch F., Energetics of core formation: a correction, J. Geophys. Res., **78**, 6101, 1973.
31. Fleischer R.L., Naeser C.W., Search for plutonium-244 tracks in Mountain Pass bastnaesite, Nature, **240**, 465, 1972.
32. Gastil G., The distribution of mineral dates in time and space, Am. J. Sci., **258**, 1, 1960.
33. Gray C.M., Compston W., Excess  $^{26}\text{Mg}$  in the Allende meteorite, Nature, **251**, 495, 1974.
34. Grossman L., Condensation in the primitive solar nebula, Geochim. Cosmochim. Acta, **36**, 597, 1972.
35. Grossman L., Condensation, chondrites and planets, Ph. D. thesis, Yale Univ., 1972.
36. Grossman L., Larimer J.W., Early chemical history of the solar system, Rev. Geophys. Space Phys., **12**, 71, 1974.
37. Hall H.T., Murthy V.R., Comments on the chemical structure of an Fe-Ni-S core of the Earth, Int. Conf. Core-Mantle Interface, Trans. Am. Geophys. Un., **53**, 602, 1972.
38. Hanks T.C., Anderson D.L., The early thermal history of the Earth, Phys. Earth Planet. Int., **2**, 19, 1969.
39. Harris P.G., Tozer D.C., Fractionation of iron in the solar system, Nature, **215**, 1449, 1967.
40. Heezen B.C., Palaeomagnetism, continental displacements and the origin of submarine topology, Inter. Ocean. Cong., 1959.
41. Hoffman D.C., Lawrence F.O., Mewherter J.L., Rourke R.M., Detection of Plutonium-244 in Nature, Nature, **234**, 132, 1971.
42. Hoyle F., The history of the Earth, Q.J. Roy. Astr. Soc., **13**, 328. 1972.

43. Hoyle F., Wickramasinghe N.C., Condensation of the planets, *Nature*, **217**, 415, 1968.
44. Hoyle F., Narlikar J.V., On the nature of mass, *Nature*, **233**, 41, 1971.
45. Hoyle F., Narlikar J.V., Cosmological models in a conformally invariant gravitational theory, II: A new model, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **155**, 323, 1972.
46. Kerridge J.F., Vedder J.F., Accretionary processes in the early solar system: an experimental approach, *Science*, **177**, 161, 1972.
47. Larimer J.W., Chemical fractionation in meteorites. I: Condensation of the elements, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **31**, 1215, 1967.
48. Larimer J.W., Anders E., Chemical fractionation in meteorites, III: Major element fractionation in chondrites, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **34**, 367, 1970.
49. Lee T., Papanastassiou D.A., Mg isotopic anomalies in the Allende meteorite and correlation with O and Sr effects, *Geophys. Res. Letters*, **1**, 225, 1974.
50. Lewis J.S., Low temperature condensation from the solar nebula, *Icarus*, **16**, 241, 1972.
51. Lewis J.S., Metal/silicate fractionation in the solar system, *Earth Planet. Sci. Letters*, **15**, 286, 1972.
52. Lewis J.S., Chemistry of the planets, *A. Rev. Phys. Chem.*, **24**, 339, 1973.
53. MacDonald G.J.F., Calculations on the thermal history of the Earth, *J. Geophys. Res.*, **64**, 1967, 1959.
54. Maurette M., Bibring J.P., Stellar wind radiation damage in cosmic dust grains: implications for the history of early accretion in the solar nebula, in *Symposium on the Origin of the Solar System, Nice, 1972* (ed. H. Reeves), *Cent. Nat. Rech. Scient., Paris, 1972*. (Русский перевод в сб. "Происхождение Солнечной системы".)
55. Morrison L.V., Rotation of the Earth from A.D. 1663 - 1972 and the constancy of  $G$ , *Nature*, **241**, 519, 1973.
56. Neukum G., Ph. D. Thesis, Univ. of Heidelberg, 1968.
57. Orowan E., Density of the moon and nucleation of planets, *Nature*, **222**, 867, 1969.
58. Oversby V.M., Ringwood A.E., Time of formation of the Earth's core, *Nature*, **234**, 463, 1971.
59. Patterson C., Tatsumoto M., The significance of lead isotopes in detrital feldspar with respect to chemical differentiation within the Earth's mantle, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **28**, 1, 1964.

60. Peebles J., Dicke R.H., The temperature of meteorites, Dirac's cosmology and Mach's Principle, *J. Geophys. Res.*, **67**, 4063, 1962.
61. Podosek F.A., Dating of meteorites by the high-temperature release of iodine-correlated  $^{129}\text{Xe}$ , *Geochim. Cosmochim. Acta*, **34**, 341, 1970.
62. Podosek F.A., Lewis R.S.,  $^{129}\text{I}$  and  $^{244}\text{Pu}$  abundances in white inclusions of the Allende meteorite, *Earth Planet. Sci. Letters*, **15**, 101, 1972.
63. Purcell E.M., Spitzer L., Orientation of rotating grains, *Astrophys. J.*, **167**, 31, 1971.
64. Rao M.N., Gopalan K., Curium-248 in the early solar system, *Nature*, **245**, 304, 1973.
65. Reeves H. (ed.), Symposium on the Origin of the Solar System, Nice, Cent. Nat. Rech. Scient. Paris, 1972. (Русский перевод в сб. "Происхождение Солнечной системы".)
66. Ringwood A.E., On the chemical evolution and densities of the planets, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **15**, 257, 1959.
67. Ringwood A.E., Some aspects of the thermal evolution of the Earth, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **20**, 241, 1960.
68. Ringwood A.E., Chemical evolution of the terrestrial planets, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **30**, 41, 1966.
69. Rowe M.W., Kuroda P.K., Fissionogenic xenon from the Passamonte meteorite, *J. Geophys. Res.*, **70**, 709, 1965.
70. Runcorn S.K., Towards a theory of continental drift, *Nature*, **193**, 311, 1962.
71. Runcorn S.K., Palaeomagnetic evidence for continental drift and its geophysical cause, in *Continental Drift* (ed. S.K. Runcorn), Academic Press, New York, 1962.
72. Сафронов В.С., Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет, "Наука", М., 1969.
73. Сафронов В.С., Accumulation of the planets, in *Symposium on the Origin of the Solar System*, Nice, 1972 (Русский перевод в сб. "Происхождение Солнечной системы").
74. Sakamoto K., Possible cosmic dust origin in terrestrial plutonium-244, *Nature*, **248**, 130, 1974.
75. Schramm D.M., Tera F., Wassenburg G.J., The isotope abundance of  $^{26}\text{Mg}$  and limits on  $^{26}\text{Al}$  in the early solar system, *Earth Planet. Sci. Letters*, **10**, 44, 1970.

76. Shapiro I.I., Smith W.B., Ash M.B., Ingalls R.P., Pettengill G.H., Gravitational constant: experimental bound on its time variation, *Phys. Rev. Letters*, **26**, 27, 1971.
77. Stewart A.D., Palaeogravity, in *Palaeogeophysics* (ed. S.K. Runcorn), Academic Press, London, 1970.
78. Stewart A.D., Palaeogravity from the compaction of fine-grained sediments, *Nature*, **235**, 322, 1972.
79. Tolland H.G., Formation of the Earth's core, *Nature Phys. Sci.*, **243**, 141, 1973.
80. Tozer D.C., Thermal history of the Earth, 1: The formation of the core, *Geophys. J.*, **9**, 95, 1965.
81. Tozer D.C., The present thermal state of the terrestrial planets, *Phys. Earth. Planet Int.*, **6**, 182, 1972.
82. Turekian K.K., Clark S.P., Jr., Inhomogeneous accumulation of the Earth from the primitive solar nebula, *Earth Planet. Sci. Letters*, **6**, 346, 1969.
83. Urey H.C., *The planets*, Yale Univ. Press, 1952.
84. Urey H.C., The origin of the moon and its relationship to the origin of the solar system, in *The Moon* (Proc. I.A.V. 14th Symp., ed. Z. Kopal and Z.K. Mikhailov), Academic Press, New York, 1962.
85. Vening Meinesz F.A., Convection currents in the Earth and the origin of the continents, I, *Kon. Ned. Akad. Wet.*, **55**, 527, 1952.
86. Ward M.A., On detecting changes in the Earth's radius, *Geophys. J.*, **8**, 217, 1963.
87. Wetherill G.W., The beginning of continental evolution, *Tectonophysics*, **13**, 31, 1972.
88. Wilson J.T., Some consequences of expansion of the Earth, *Nature*, **185**, 880, 1960.

## Термический режим земного ядра

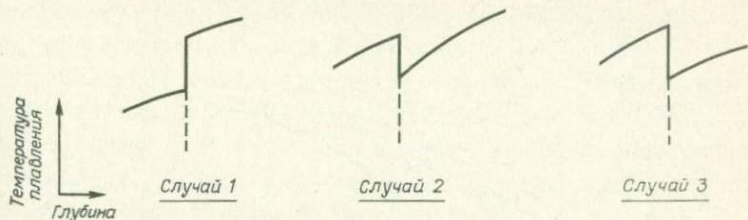
### 3.1. Введение

Температура глубинных областей Земли известна хуже других свойств земных недр. Она зависит от начальной температуры планеты (и, следовательно, от ее происхождения), от распределения радиоактивных элементов и способа переноса тепла в Земле. При этом, кроме решеточной проводимости, необходимо учитывать конвекцию и лучистый перенос тепла. Основной проблемой тепловой истории Земли является объяснение природы твердого состояния внутреннего ядра и мантии и жидкого состояния внешнего ядра. Этот вопрос будет рассмотрен в следующем разделе.

### 3.2. Внутреннее ядро Земли

Имеющиеся сейсмологические данные о существовании резкой границы внутреннего ядра и, возможно, одного или более разрывов скорости первого рода на меньших глубинах ставят важный вопрос о возможных фазовых переходах (плавление, кристаллизация, полиморфные превращения) в однородном веществе либо в многокомпонентной химической системе. Если переход от внутреннего к внешнему ядру является переходом одного и того же вещества из твердой фазы в жидкую, то граница должна находиться при температуре плавления, что накладывает ограничение на термический режим земных недр. Джекобс [24] использовал этот факт для того, чтобы объяснить, каким образом мантия и внутреннее ядро могут быть твердыми, тогда как внешнее ядро является жидким.

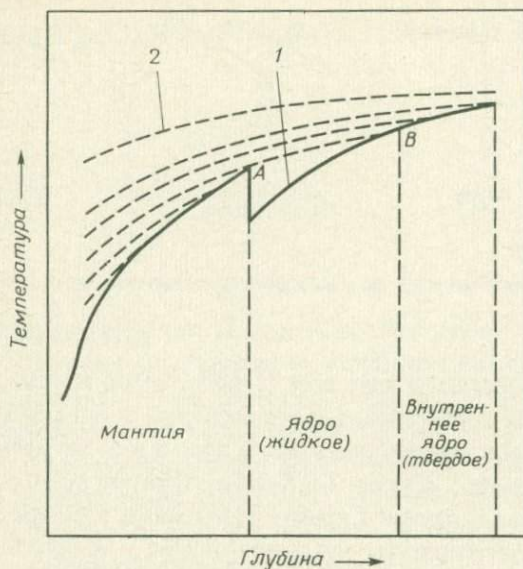
Рассмотрим сначала простейшую модель — ядро из чистого железа и силикатную мантию. В этом случае кривая зависимости температуры плавления от глубины будет испытывать разрыв на границе мантии и ядра, в то время как действительная температура должна быть непрерывной. Вид этого разрыва теоретически может соответствовать любому из трех случаев, показанных на рис. 3.1. Случай 1,



Р и с. 3.1. Возможные типы разрыва кривой плавления на границе ядра и мантии.

когда кривая плавления в ядре всегда выше, чем в мантии, невозможен, поскольку кривая действительной температуры должна лежать ниже кривой плавления в мантии, выше нее в ядре и в то же время быть непрерывной на границе. Случаи 2 и 3 соответствуют возможным типам кривой плавления. В случае 3 кривая плавления в ядре никогда не поднимается выше температуры плавления мантии у ее границы с ядром, тогда как в случае 2 она превышает эту величину в некоторой части ядра. Рассмотрим сначала случай 2. Общий вид соответствующей кривой плавления показан на рис. 3.2.

Если бы Земля охлаждалась из расплавленного состояния, то в условиях сильных конвективных потоков и быстрого остывания с поверхности градиент температуры был бы близок к адиабатическому. Затвердевание началось бы на той глубине, на которой температурная кривая, соответствующая адиабатическому процессу, впервые пересекла бы кривую плавления. Таким образом, затвердевание началось бы с центра Земли. Твердое внутреннее ядро продолжало бы тогда расти до тех пор, пока кривая адиабатической температуры не пересекла бы кривую плавления дважды — в точке *A*, соответствующей границе между ядром и мантией, и в точке *B*, как это показано на рис. 3.2. При дальнейшем охлаждении Земли мантия начала бы затвердевать в направлении снизу (от границы с ядром) вверх. Таким образом, слой жидкости между точками *A* и *B* оказался бы захваченным в ловушку в недрах Земли. Мантия охлаждалась бы с относительно высокой скоростью, оставляя этот жидкий слой, изолированный сверху быстро утолщающейся силикатной оболочкой, а снизу уже твердым (железным) внутренним ядром, по существу при его первоначальной температуре.



Р и с. 3.2. Кривая плавления для недр Земли (1) и температурные кривые, соответствующие процессу адиабатического охлаждения (2) (по Джекобсу [24]).

В проведенном выше рассмотрении не требовалось иметь определенные значения температуры и знать точно поведение адиабатической температурной кривой и кривой плавления. Если они изменяются качественно таким образом, как указано, приведенные аргументы дают физическое объяснение существованию твердого внутреннего ядра.

Из сходных рассуждений вытекает, что если кривая плавления в окрестности границы мантии и ядра имеет вид, соответствующий случаю 3 на рис. 3.1 и рассматривается Земля, охлаждающаяся из расплавленного состояния, то ядро должно оставаться целиком жидким. Таким образом, физическое состояние внутреннего ядра зависит от величины скачка температуры плавления на границе ядра и мантии.

Наконец, если Земля имеет холодное происхождение и никогда не проходила через стадию полного расплавления, то при любом из возможных типов разрыва кривой плавления (случаи 2 и 3) разогрев мог привести в конечном итоге к образованию жидкого внешнего ядра и твердого внутреннего ядра. Однако если Земля никогда не была полностью расплавлена, то трудно объяснить ее дифференциацию на мантию и ядро и, следовательно, сам вид кривой плавления, изобра-

женной на рис. 3.2. В таком случае аккумуляция Земли должна была быть существенно неоднородной (см. разд. 2.5).

Приведенные доводы теряют силу, если верны температурные кривые, полученные Хиггинсом и Кеннеди [20], поскольку адиабатический градиент в этом случае оказывается большим, чем градиент температуры плавления во внешнем ядре. Вид этих кривых подробно рассматривается в следующих двух разделах.

### 3.3. Кривые плавления

Саймон [52] предложил следующее полуэмпирическое уравнение, описывающее зависимость температуры плавления от давления и часто применяемое в геофизике:

$$P = A[(T_m/T_{m0})^c - 1], \quad (3.1)$$

где  $A$  — константа, связанная с внутренним давлением;  $T_m$  — температура плавления при давлении  $p$ ;  $T_{m0}$  — температура плавления при атмосферном давлении и  $c$  — безразмерная постоянная. С теоретической точки зрения это уравнение рассматривали Солтер [50] и Гилварри [13–15]. Гилварри показал, что постоянная  $c$  связана с параметром Грюнайзена  $\gamma$  соотношением

$$c = \frac{6\gamma + 1}{6\gamma - 2}. \quad (3.2)$$

Уравнение Саймона неоднократно применяли к земному ядру в предположении, что оно состоит из чистого железа [16, 24, 53]. Буллард [7] также использовал его для оценки температуры плавления в ядре и в мантии.

Другое эмпирическое выражение для температуры плавления при высоких давлениях предложили Краут и Кеннеди [37]. Они показали, что уравнение Саймона при достаточно высоких давлениях почти неизменно дает для металлов более высокие температуры плавления, чем измеренные экспериментально, и что для большинства металлов существует линейная зависимость между  $T_m$  и относительным изменением объема твердого тела, вызываемым приложенным давлением. Их уравнение имеет вид

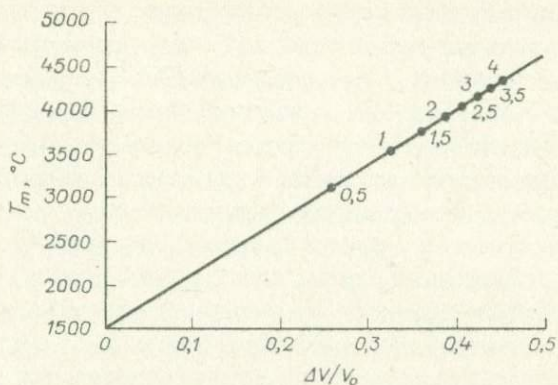
$$T_m = T_{m0} \left\{ 1 + c \left( \frac{\Delta V}{V_0} \right)_s \right\}, \quad (3.3)$$

где  $c$  — постоянная, характеризующая данное вещество. Веществам с силами связи типа вандерваальсовых свойственны кривые, вогнутые к оси температур; для небольшого числа веществ с ионным типом связи, для которых исследовалась указанная зависимость, характерны кривые, выпуклые относительно оси температур. Кеннеди и Вайдиа [31] показали, что вещества с металлическим типом связи, как правило, обнаруживают линейную зависимость. Гилварри [17] продемонстрировал вывод уравнения (3.3) из переформулированного им [13, 16] закона Линдемана. Кроме того, он показал, что уравнение (3.3) в некотором ограниченном диапазоне температур плавления эквивалентно соотношению, в котором постоянная  $c$  выражается через параметр Грюнайзена твердого тела вблизи точки плавления при нормальном давлении. Гилварри утверждает, что уравнение (3.3) является не более чем интерполяцией (или экстраполяцией) в указанном смысле уравнения Саймона, а не фундаментальным критерием плавления [15].

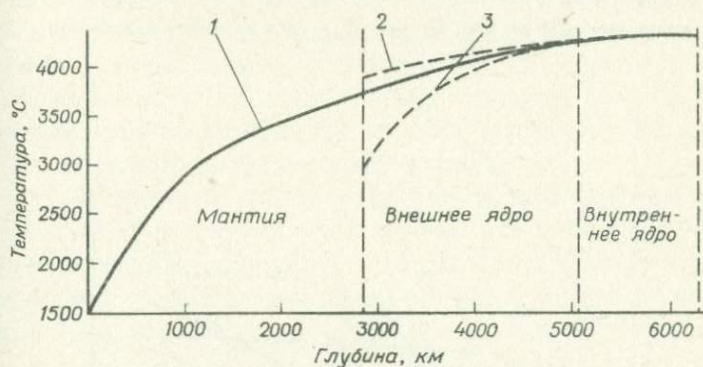
Если для железа выдерживается линейное соотношение (3.3) между  $T_m$  и  $(\Delta V/V_0)_s$ , то кривую зависимости температуры плавления от глубины для земного ядра можно получить при условии, что известен начальный наклон кривой плавления железа и соотношение между давлением и удельным объемом железа вдоль кривой плавления. Эти данные были получены при экспериментальном исследовании плавления железа [55] и в экспериментах по ударному сжатию железа при высоких давлениях [66]. На этой основе Хиггинс и Кеннеди [20] пересмотрели оценки градиента температуры плавления в ядре Земли. На рис. 3.3 приведена линейная зависимость между  $T_m$  и  $(\Delta V/V_0)_s$  в различных интервалах давления, указанных на графике, а на рис. 3.4 изображена полученная кривая плавления железа в зависимости от глубины в Земле. Градиент температуры плавления в земном ядре оказывается намного меньше полученных ранее оценок — в пределах внешнего ядра температура плавления увеличивается лишь на  $500^\circ\text{C}$ . Мак-Лахлан и Эйлерс [44] исследовали влияние давления на температуру плавления металлов, опираясь на представления об образовании включений газовой фазы при переходе металла из твердого состояния в жидкое. Полученное ими уравнение имеет следующий вид:

$$T_m = T_{m0} + \frac{V_0}{\beta' R} \left( \frac{\Delta V}{V_0} \right) \left\{ 1 - \exp(-\beta' p) \right\}, \quad (3.4)$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная и  $\beta'$  — эффективная сжи-



Р и с. 3.3. Зависимость температуры плавления  $T_m$  железа от относительного изменения объема  $(\Delta V/V_0)_s$  (по Хиггинсу и Кеннеди [20]). Цифрами на графике указаны соответствующие давления в Мбар.



Р и с. 3.4. Кривые зависимости от глубины температуры плавления железа (1) и адиабатической температуры (2, 3) (2 — по Джекобсу [27], 3 — по Хиггинсу и Кеннеди [20]).

маемость. Экспоненциальным членом учитывается наблюдаемое уменьшение крутизны кривой плавления  $dT_m/dp$  при росте давления. Уравнение (3.4), основанное на кинетической теории, находится в хорошем согласии с экспериментальными кривыми  $T_m = T_m(p)$ , полученными для Li, Na, K, Rb, Fe и Ni. Однако Мак-Лахлан и Эйлерс предупреждают против экстраполяции кривой плавления железа на область давлений в окрестности границы мантия — ядро, поскольку отсутству-



точки  $M$ , где начинает сказываться эффект полиморфного перехода  $St$ , описывается уравнением (3.4). Полиморфный переход может сопровождаться, как это имеет место для  $Cs$ , понижением температуры плавления. Для плотноупакованных структур фазовые переходы должны отсутствовать, однако можно предполагать существование одного полиморфного перехода в объемноцентрированных структурах. Уравнение (3.4) при другом наборе параметров можно применять для описания участка кривой плавления от точки  $G$  до точки  $H$ , где начинается влияние электронного перехода, уменьшающего температуру плавления от точки  $H$  через точку  $I$  до точки  $J$  и вновь увеличивающего ее до точки  $K$ . В условиях дальнейших электронных или фазовых переходов температура плавления возрастает вплоть до давлений в центре Земли (точка  $L$ ). На этот график наложена кривая  $T_e$ , схематически изображающая распределение температуры в Земле. Между точками  $I$  и  $K$  температура плавления оказывается меньшей, чем действительная температура  $T_e$ , и вещество здесь должно находиться в жидком состоянии. Мак-Лахлан и Эйлерс подчеркивают, что фактические данные имеются только до точки  $M$ , а кривая  $T_m = T_m(p)$  продолжена до точки  $L$  с целью показать возможное различие между поведением кривой плавления, описываемой уравнением (3.4), и эффектом дополнительных фазовых переходов.

. Берч [3] отмечает, что при рассмотрении плавления железа в большинстве случаев пренебрегают фактом существования нескольких кристаллических форм железа и не учитывают то, что кривая плавления определяет условие равновесия между жидкой фазой и одной из твердых фаз. Известны четыре кристаллические фазы железа ( $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  и  $\epsilon$ ).  $\alpha$ -фаза находится в равновесии с расплавом только при низких давлениях. Термодинамические свойства  $\gamma$ - и  $\epsilon$ -фаз (представляющих наибольший интерес для геофизики) изучены чрезвычайно слабо. По оценкам Берча, температура плавления  $\gamma$ -фазы приблизительно на  $700^\circ$  выше, чем температура плавления по Хиггинсу и Кеннеди, а температура плавления  $\epsilon$ -фазы оказывается еще выше. Берч полагает, что в настоящее время нет достаточных оснований для определения температур плавления железа при давлениях, соответствующих давлениям в ядре, с большей точностью, чем  $500^\circ$ .

Ферхуген [68], рассматривая вопрос о плавлении железа, указывает на то, что недавние оценки Хиггинса и Кеннеди основаны на линейной экстраполяции экспериментальных данных, полученных при 30 кбар [55], на область в сотни раз больших давлений. Эти из-

мерения в некоторой степени сами ненадежны, так как они также требуют экстраполяции в диапазоне нескольких сотен градусов влияния давления на показания термометра. Хиггинс и Кеннеди экстраполировали экспериментальные данные в диапазоне от 30 кбар до 3,3 Мбар, предполагая, что температура плавления является линейной функцией относительного изменения объема твердого тела. Предполагалось, что этот закон [37] (который к неметаллам применять нельзя) выдерживается для всех металлов, включая железо, хотя имеются металлы, не подчиняющиеся указанной закономерности, — это, например, металлы с отрицательным начальным наклоном кривой плавления (например,  $\text{Bi}$ ) или металлы, имеющие на кривой плавления один либо несколько максимумов (например,  $\text{Cs}$ ). Как уже отмечалось, Хиггинс и Кеннеди игнорируют фазовые переходы ( $\delta \rightarrow \gamma$  и  $\gamma \rightarrow \epsilon$ ) в железе, которые должны влиять на наклон кривой плавления. Поэтому Ферхуген сомневается в надежности их выводов. Он также указывает на то, что в связи с очень низким градиентом температуры плавления железо при таких высоких давлениях плавится с исключительно малым изменением объема. В таком случае скачок плотности ( $\sim 0,5 \text{ г/см}^3$ ) на границе внутреннего ядра не может быть вызван одним эффектом плавления, а должен означать существование значительной разницы в составе между твердой фазой и жидкостью (разумеется, это требует, чтобы температура в этой области была намного ниже 4500 К). Ядро было бы тогда практически изотермично и не могло бы содержать никаких источников тепла; возможность тепловой конвекции при этом была бы исключена.

Леппалуото [41] недавно применил структурную теорию жидкости Эйринга к проблеме плавления железа и получил результаты, сильно отличающиеся от результатов Хиггинса и Кеннеди. Основная идея структурной теории жидкости заключается в том, что молекулы жидкости рассматриваются как более или менее свободно двигающиеся в структуре, подобной структуре твердого тела (обзор этого вопроса можно найти в работе Джона и Эйринга [30]). Исходя из полученных в рамках этой концепции математических выражений, можно вычислить термодинамические параметры жидкости, и Тюрп и Килер [62] использовали указанную теорию для нахождения кривых плавления при высоких давлениях, но получили результаты, не согласующиеся с экспериментальными данными. Таким образом, как указали Кеннеди и Хиггинс [32], хотя структурная теория жидкости и позволяет успеш-

но предсказывать некоторые тепловые свойства жидкостей при умеренных температурах и давлениях. она неприменима к описанию явления плавления.

В работе Леппалуото температура плавления при высоких давлениях определяется из условия равенства свободной энергии жидкости и твердой фазы, а для определения объема и других свойств твердой фазы используются данные по ударным волнам. Этот метод имеет то преимущество, что он свободен от некоторого эмпиризма, свойственного другим имеющимся законам плавления, в которых учитываются исключительно свойства твердой фазы и игнорируется суть явления плавления, заключающаяся в равновесии двух фаз. Однако результаты вычислений Леппалуото зависят от параметра (объем активации), величина которого недостаточно хорошо известна, поэтому при очень высоких давлениях можно оценить только возможные границы значений температуры плавления. Температуры плавления, определенные Хиггинсом и Кеннеди, соответствуют предположению, что объем активации равен нулю. При давлениях свыше 100 кбар это приводит к термодинамически несостоятельным результатам. По оценкам Леппалуото, температура плавления железа на границе ядра и мантии  $\geq 5000$  К ( $p \approx 1,4$  Мбар) и на границе внутреннего и внешнего ядра  $\geq 7000$  К ( $p \approx 3,3$  Мбар). Элдер [1] с помощью теории Линдемана, согласно которой плавление происходит тогда, когда квадратный корень из среднего квадрата амплитуды колебаний атомов достигает некоторой критической величины от расстояния между ближайшими соседями, приблизительно оценил температуру плавления железа в условиях границы между ядром и мантией в  $4400^\circ\text{C}$  и в условиях границы внутреннего и внешнего ядра в  $7450^\circ\text{C}$ .

Боски [5] исследовал методом Монте-Карло на модельных системах из твердых сфер асимптотическое поведение кривых плавления для веществ с плотноупакованной структурой. Обзор применения этого метода к оценке равновесных средних значений переменных величин, представляющих большой интерес для статистической механики и термодинамики, дан в работе Ри [47]. Полученные Боски результаты, хотя и находятся в соответствии с эмпирическим уравнением Саймона (3.1), не могут быть увязаны с соотношением Краута — Кеннеди (3.3), которое Боски считает несостоятельным.

В последующей работе Боски [6] построил кривую плавления железа при высоких давлениях двумя другими способами. В первом из

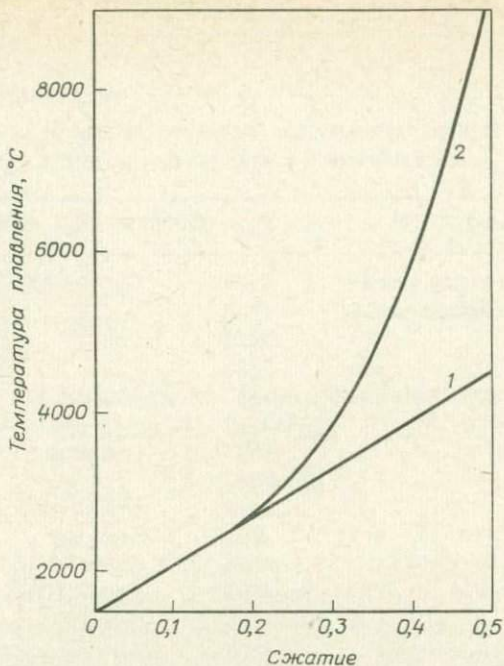
них он использовал уравнение, выведенное из критерия плавления Росса—Линдемана [48]. Росс с помощью методов статистической механики получил обобщение закона плавления Линдемана в следующей формулировке: для данного вещества во всех точках вдоль кривой плавления объем, занимаемый твердой фазой в конфигурационном фазовом пространстве, постоянен. Боски получил следующее уравнение:

$$T_m = T_{m0}(1 - \Delta V/V_0)^{-n/3}. \quad (3.5)$$

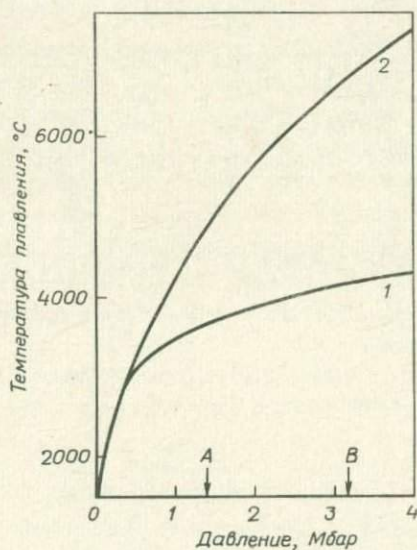
То же самое уравнение он получил независимо, исходя из идеальной "трехфазной модели", предложенной Хиватари и Мацудой [21–22], использовав результаты вычислений по методу Монте-Карло [23]. Разложение уравнения (3.5) дает

$$T_m = T_{m0} \left\{ 1 + \frac{n}{3} \frac{\Delta V}{V_0} + \frac{n}{6} \left( \frac{n}{3} + 1 \right) \left( \frac{\Delta V}{V_0} \right)^2 + \dots \right\}. \quad (3.6)$$

Удержание слагаемых с точностью до линейного члена включительно приводит к соотношению Краута—Кеннеди (3.3). Для любых приемлемых величин  $n$  квадратный член составляет 10% от линейного члена при  $\Delta V/V_0 \approx 0,05$ , а при большем сжатии важную роль начинают играть и члены более высокого порядка. Боски положил  $n = 8,4$  — это значение было получено Хиватари и Мацудой при исследовании изотермического сжатия твердой фазы. На рис. 3.6 приведены кривая зависимости температуры плавления железа от величины сжатия, полученная Боски, и для сравнения соответствующая кривая Хиггинса и Кеннеди. Графики зависимостей температуры плавления железа от давления представлены на рис. 3.7. Боски оценил температуру плавления чистого железа на границе между мантией и ядром приблизительно в  $4800^\circ\text{C}$  и на границе между внешним и внутренним ядром в  $6600^\circ\text{C}$ . Таким образом, градиент температуры плавления ( $\sim 0,8^\circ\text{C}/\text{км}$ ) во внешнем ядре оказывается значительно большим, чем получается по оценкам Хиггинса и Кеннеди, и должен существенно превышать адиабатический градиент температуры. Табл. 3.1 содержит сводку последних оценок температуры плавления железа в условиях границы мантии и ядра. Однако нельзя забывать, что ядро состоит не из чистого железа, а содержит около 15% примесей легких элементов (возможно, Si или S — см. разд. 5.5). Это должно изменить любые соотношения фаз, а также значительно снизить температуру плавления



Р и с. 3.6. Зависимость температуры плавления железа от  $\Delta V/V_0$  (1 — по Хиггинсу и Кеннеди [20]; 2 — по Боски [6]).



Р и с. 3.7. Зависимость температуры плавления железа от давления (1 — по Хиггинсу и Кеннеди [20]; 2 — по Боски [6]). Точка *A* соответствует границе между мантией и ядром, точка *B* — границе между внутренним и внешним ядром.

Таблица 3.1

Оценки температуры плавления железа  $T_m$   
при давлении 1,4 Мбар (по Боски [6]).

Метод	$T_m$ , °C	Автор
Уравнение Саймона при различных значениях эмпирических параметров	3120	Саймон [53]
	2950	
	2810	Буллард [7]
	3320	
	2950	
	4610	
	3920	Гилварри [15]
	3360	
	2340	Стронг [57]
	4750	Берч [2]
Уравнение Линдемана	4000	Валле [65]
	4250	Жарков [70]
	4400	Элдер [1]
Уравнение Краута — Кеннеди	3750	Хиггинс и Кеннеди [20]
Структурная теория	4700	Леппалуото [41]
Критерий Росса — Линдемана	4800	Боски [6]

во внешнем ядре. Так, Холл и Мерси [18] предполагают, что температура эвтектики может быть на 1600°С ниже, чем температура плавления чистого железа. Имеются также данные, свидетельствующие о том, что минимальная температура эвтектики растет с увеличением давления [34].

### 3.4. Оценки адиабатических температур в земном ядре

Изменение температуры  $dT$  при обратимом адиабатическом изменении давления равно

$$dT = \frac{T\alpha}{\rho c_p} dp, \quad (3.7)$$

где  $\alpha$  — объемный коэффициент теплового расширения,  $\rho$  — плотность и  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении. В предположении гидростатического равновесия изменение давления с глубиной  $z$

происходит по закону

$$\frac{dp}{dz} = g\rho. \quad (3.8)$$

Следовательно, адиабатический градиент температуры выражается формулой

$$\frac{dT}{dz} = \frac{g\alpha T}{c_p}. \quad (3.9)$$

Значения  $\alpha$  и  $c_p$  для ядра, по данным различных авторов (см. [12]), лежат в следующих пределах (в кг/кал):

$$0,48 \cdot 10^{-8} \leq \frac{\alpha}{c_p} \leq 2,2 \cdot 10^{-8}. \quad (3.10)$$

Поскольку значения  $g = g(z)$  достаточно хорошо известны, можно проинтегрировать уравнение (3.9) при различных  $\alpha/c_p$  в предположении, что адиабатическая температура на границе внутреннего и внешнего ядра совпадает с температурой плавления. Таким образом, мы можем сравнить адиабатическую температуру и температуру плавления на протяжении всего внешнего ядра. Принимая оценки Боски [6] температуры плавления железа на границе мантии и ядра ( $4800^\circ\text{C}$ ) и на границе внешнего и внутреннего ядра ( $6600^\circ\text{C}$ ), получаем, что  $\alpha/c_p$  должно быть менее  $1,8 \cdot 10^{-8}$  для адиабатической температуры, превышающей температуру плавления на границе мантии и ядра. Если температура плавления в ядре снижена за счет примесей легких элементов, образующих сплавы с железом, то верхняя граница значений  $\alpha/c_p$  увеличивается. Из уравнения (3.9) легко видеть, что на адиабатический градиент температуры очень сильно влияют величина  $\alpha/c_p$  и ее возможная радиальная зависимость. Полагая

$$\Gamma = \alpha k_s / \rho c_p, \quad (3.11)$$

где  $k_s$  — адиабатический модуль объемного сжатия, адиабатический градиент можно записать следующим образом:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{g T \rho \Gamma}{k_s} = \frac{g T \Gamma}{\varphi}, \quad (3.12)$$

где функция  $\varphi = k_s / \rho = V_P^2 - \frac{4}{3} V_S^2$  [см. уравнение (1.3)] известна из сейсмических данных. С помощью уравнений (3.9) и (3.12) было

получено большое количество оценок адиабатического градиента температуры. Наиболее современный результат Хиггинса и Кеннеди [20] основан на уравнении (3.12) и значении 1,75 для  $\Gamma$  [36]. Совершенно иная оценка была получена теми же авторами на базе соотношения, выведенного Валле [64].

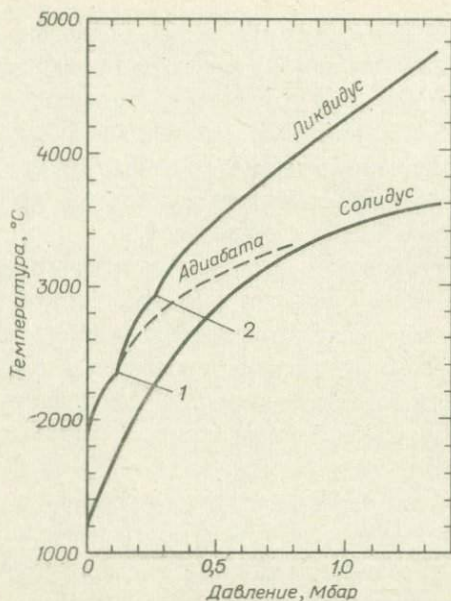
Значение адиабатического градиента температуры весьма чувствительно к принимаемому значению  $\Gamma$  для железа при высоких давлениях — в действительности для жидкости  $\Gamma$  не может быть больше безразмерной комбинации термодинамических параметров и не обнаруживает реальной связи с параметром Грюнайзена  $\gamma$  твердого тела [36]. Берч [3] указал на некоторые особенности, возникающие при вычислении адиабат, например изгиб адиабаты при прохождении фазовой границы и использование исходного (непроверенного) допущения, что параметр Грюнайзена не зависит от температуры. Берч предположил, что область существования  $\gamma$ -фазы железа ограничена низкими давлениями и что устойчивой твердой фазой в ядре (фазой высокого давления) будет  $\epsilon$ -фаза. В этом случае кривая адиабатической температуры, начинающаяся при температуре плавления на границе внутреннего и внешнего ядра, согласно полученным им оценкам, лежит целиком в области существования жидкой фазы, хотя и не очень далеко от кривой плавления, что подтверждает сделанные ранее выводы Джекобса [27].

Ферхуген [68] также оценил адиабатический градиент температуры из уравнения (3.12) с помощью метода, предложенного Р.М. Стюартом [56]. Стюарт показал, что имеющиеся данные о плотности и распределении сейсмической функции  $\phi$  во внешнем ядре недостаточно точны для однозначного определения характеристик вещества, слагающего земное ядро. Ему удалось построить ряд графиков, показывающих, какие комбинации значений параметров удовлетворяют сейсмическим данным с заданной точностью. Он нашел, что очень широкий диапазон значений параметра Грюнайзена находится в согласии с данными сейсмологии и предполагаемым распределением плотности и давления в ядре, и сделал вывод, что невозможно оценивать  $\gamma$  в ядре только по сейсмическим данным или по его значениям для твердого железа при низких давлениях. Многие из допустимых наборов параметров согласуются с температурой на границе ядро — мантия в пределах 3500 — 5000 К. Для некоторых наборов параметров, которые могут соответствовать конвекции, адиабатический градиент температуры оказывается большим, чем градиент, определяемый только

теплопроводностью, для других это не так. Поскольку свойства расплавов Fe-S неизвестны, нельзя предпочесть какой-либо один набор параметров другим или даже утверждать, что внешнее ядро состоит из расплава Fe-S (см. разд. 5.5). Однако, как указал Ферхуген, важно то, что можно найти решения, соответствующие близким к адиабатическим или сверхадиабатическим условиям во внешнем ядре и, следовательно, совместимые с конвекцией.

Стейси [54] предположил, что в случае адиабатического градиента температуры в жидком внешнем ядре Земли тепло, распространяющееся в соответствии с адиабатой, проникало бы в мантию и (при отсутствии в ядре особых источников, а в мантии особых стоков тепла) ядро быстро стало бы изотермичным. Кеннеди и Хиггинс [33] пришли к такому же выводу, оценив разницу температур между внешней и внутренней границами жидкого ядра всего в 25–35°C. Это полностью подавило бы любой вид радиального перемешивания в ядре.

Выходом из положения было бы существование источников тепла в земном ядре и стоков на границе ядра и мантии. Кристаллизация железа у границы внешнего и внутреннего ядра [67] и (или) калия в жидком внешнем ядре [46] могла бы обеспечить достаточное поступление тепла, а конвективная циркуляция глубинных пород мантии могла бы выносить такое количество тепла, которое необходимо для поддержания высокого градиента температуры в ядре. Кеннеди и Хиггинс [33], пересмотрев ход адиабатической температурной кривой и кривых солидуса и ликвидуса для мантии Земли, предположили существование иных стоков тепла в низах мантии (рис. 3.8). Допуская, что распространение конвекции ограничено верхними двумя третями мантии, они нашли, что адиабатическая температура и температура солидуса в нижней трети мантии практически совпадают. Таким образом, полученная ими температура солидуса не сильно отличается у границы ядро — мантия от имеющихся оценок температуры плавления железа. Они предположили, что необходимые стоки тепла могут создаваться при плавлении силикатов или окислов вблизи границы ядро — мантия с последующим подъемом жидкости в соответствии с кривой плавления. Это означало бы, что градиент температуры в мантии совпадает с градиентом кривой солидуса. Возможность плавления на границе мантии и ядра подтверждается некоторыми сейсмологическими данными — ряд авторов отмечали существенное уменьшение скоростей поперечных волн непосредственно над границей мантия — ядро (см. разд. 1.2).



Р и с. 3.3. Кривые солидуса, ликвидуса и адиабатической температуры в мантии Земли ( по оценкам Кеннеди и Хиггинса [33]). Точка 1 соответствует условиям полиморфного перехода оливин  $\rightarrow$  шпинель; точка 2 — условиям распада шпинели на составляющие окислы.

### 3.5. Пересмотр данных по внутреннему ядру Земли

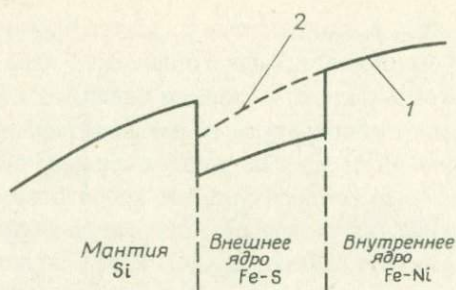
Хиггинс и Кеннеди [20] нашли, что и градиент температуры плавления, и адиабатический градиент температуры во внутреннем ядре Земли чрезвычайно малы (см. рис. 3.4). Предположив, что внутреннее ядро твердое, а внешнее жидкое, так что на границе внутреннего и внешнего ядра адиабатическая температура и температура плавления совпадают, они получили, что в центре Земли эти температуры различаются всего на  $15^\circ\text{C}$ . С другой стороны, они обнаружили очень резкое изменение адиабатического градиента во внешнем ядре, гораздо большее, чем градиента температуры плавления: разность адиабатических температур на внутренней и внешней границах жидкого ядра составляет около  $1250^\circ\text{C}$ , а разность температур плавления — лишь  $500^\circ\text{C}$ . Это прямо противоположно обычным предположениям, и механизм, предложенный Джекобсом [24] для объяснения образования твердого внутреннего и жидкого внешнего ядра, в таком случае не подходит. Если бы действительные температуры были распределены

во всем внешнем ядре в соответствии с адиабатой Хиггинса и Кеннеди, то и оно было бы твердым. Жидкого внешнего ядра тогда не существовало бы. Поэтому Хиггинс и Кеннеди сделали вывод, что действительный градиент температуры во внешнем ядре намного меньше адиабатического. Если это так, то внешнее ядро было бы устойчиво стратифицировано по температуре, что препятствовало бы развитию радиальной конвекции. Тогда вопрос о природе движений, приводящих в действие геомагнитное динамо, нуждался бы в пересмотре (см. разд. 4.7).

Основные результаты статьи Кеннеди и Хиггинса формально были приняты, и начались поиски путей и средств к преодолению возникшего парадокса, названного позднее парадоксом ядра [32]. Так, Буллард и Губбинс [8] указали на то, что в жидкости, находящейся в устойчивом состоянии, могут возникать внутренние волновые движения. Предварительные расчеты свидетельствуют о том, что масса жидкости, по-видимому, может действовать как динамо, даже если ее движение является чисто колебательным. Бусе [10], Малкус [43] и Эльзассер [11] независимо предположили, что внешнее ядро может состоять из включений мелких частиц железа, взвешенных в жидкости, богатой железом. Однако, чтобы перемешивание в ядре не давало твердым частицам осесть, их размер должен быть меньше некоторого критического значения. Малкус [43] оценил этот размер в 1 мкм для конвекционного динамо и 10 мкм для прецессионного динамо. Столь малый размер частиц, по-видимому, не согласуется с опытом металлургии. Данные о крайне слабом поглощении сейсмических волн во внешнем ядре также трудно согласовать с таким составом.

Стейси [54] предложил еще одно решение. Если легким сплавобразующим элементом в ядре является сера (см. разд. 5.5) и если сера содержится в основном во внешнем ядре, а внутреннее ядро состоит главным образом из никеля и железа (с небольшой добавкой легких компонент), то присутствие серы может так понизить кривую ликвидуса во внешнем ядре, что адиабата Хиггинса и Кеннеди не будет ее пересекать (рис. 3.9).

О некоторых трудностях, возникающих при оценке температур плавления и адиабатических температур в ядре, уже говорилось в разд. 3.3 и 3.4. Джекобс [27] оценил градиент адиабатической температуры в ядре другим методом [25]. По аналогии с гипотезой Булле-на о соотношении сжимаемости и давления [9] он предположил, что существует линейная связь между  $1/\alpha$ , где  $\alpha$  — коэффициент теплового



Р и с. 3.9. Кривая плавления (1) и кривая адиабатической температуры (2) в земном ядре (по Стейси [54]).

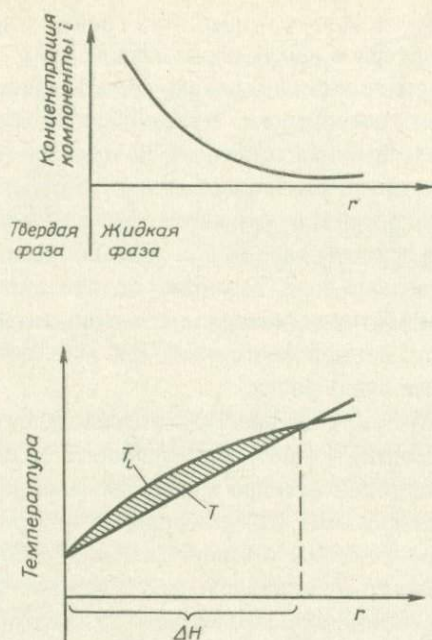
расширения, и давлением. Конечно, нет веских оснований считать, что использование этого эмпирического соотношения имеет преимущество перед другими методами. Однако расчеты Джекобса указывают на то, что адиабатический градиент температуры в ядре меньше, чем градиент температуры плавления по оценкам Хиггинса и Кеннеди (см. рис. 3.4). Более детальные расчеты Берча [3] привели его к тому же выводу: "адиабата, совпадающая с температурой плавления на границе внешнего и внутреннего ядра, лежит целиком в области существования жидкой фазы". Ввиду ненадежности оценок адиабатической температуры и температуры плавления невозможно с определенностью сказать, какой градиент (адиабатический или градиент температуры плавления) в ядре является бóльшим [28]. Таким образом, в настоящий момент, по-видимому, нет необходимости искать пути преодоления противоречия, возникающего из результатов Хиггинса и Кеннеди.

Джекобс [26] и Берч [3] пришли к выводу, что действительные температуры в ядре, вероятно, очень близки к температурам плавления. Если адиабатические градиенты и градиенты температуры плавления практически совпадают на протяжении всего ядра, то возможно, что часть мантии время от времени растворяется во внешнем ядре или что вещество из внешнего ядра диффундирует в нижнюю мантию, образуя "неровности" на границе ядра и мантии, как это было предложено в другой связи Хайдом [19] (см. разд. 4.10). Положение и форма этой границы могут изменяться с течением времени, способствуя возникновению и развитию движений во внешнем ядре. Если рельеф границ внешнего ядра оказывает прямое влияние на движения в ядре, то частота обращений геомагнитного поля может изменяться

случайным образом, поскольку форма этих границ меняется случайным образом. Характерное время образования таких "неровностей" на границе ядра оценить нелегко, однако представляется вероятным, что оно больше, чем геологически малые периоды обращения магнитного поля, установленные для последних 20 млн. лет (см. разд. 4.5). Если это так, то не может быть однозначного соответствия между образованием неровностей и отдельными обращениями поля. Однако изменения рельефа границы ядра могли косвенно влиять на частоту обращений геомагнитного поля, возможно определяя такие эпизоды в истории Земли, как Киаман (интервал времени длительностью около 50–60 млн. лет, имевший место около 300 млн. лет назад), когда обращения поля были очень редки.

Шлессин [51] выдвинул интересное предположение о том, что неровности границы мантия–ядро могут возникать за счет примесного переохлаждения, наблюдаемого при кристаллизации растворов или расплавов, содержащих примеси. Этому явлению благоприятствуют условия, ограничивающие возможность роста твердой фазы, низкие градиенты температуры на границе раздела фаз и высокая вязкость жидкой фазы. Миграция примесной компоненты из твердой фазы в жидкую увеличивает содержание примеси в жидкости вблизи поверхности раздела фаз. Если вследствие определенных фазовых соотношений, учитывающих перераспределение компонент, примеси вызывают увеличение температуры ликвидуса, то действительная температура в жидкости вблизи поверхности раздела фаз будет ниже температуры ликвидуса и жидкость становится переохлажденной. В результате поверхность раздела фаз становится неустойчивой и продвигается в область, занимаемую жидкой фазой. Шлессин предположил, что таким путем может происходить слабый рост мантии и внутреннего ядра за счет сокращения жидкого внешнего ядра. Хотя наиболее вероятно, что образование твердого внутреннего и жидкого внешнего ядра произошло на раннем этапе эволюции Земли (см. разд. 2.4), в жидкой фазе могло остаться количество примесей, достаточное для того, чтобы продолжалось слабое наращивание мантии и внутреннего ядра. Аномальные значения скоростей  $P$ -волн в слоях  $D''$  и  $F$  (см. разд. 1.2), возможно, свидетельствуют о медленном росте обеих границ внешнего ядра.

Продвижение поверхности раздела твердой и жидкой фаз будет зависеть от разности  $T - T_L$ , где  $T$  – действительная температура и  $T_L$  – температура ликвидуса. Если  $T_L$  зависит от концентрации  $C_{Li}$



Р и с. 3.10. Зависимость концентрации подвижной компоненты  $i$  и соответствующей температуры ликвидуса  $T_L$  от расстояния  $r$  до границы раздела жидкой и твердой фаз ( $r=0$ ). Заштрихованная область определяет ширину  $\Delta H$  переохлажденной области. (По Шлессину [51].)

примесной компоненты  $i$  в жидкости и  $dT_L/dC_{Li} > 0$ , то области с повышенным содержанием компоненты  $i$  будут затвердевать при более низкой температуре, а области, обедненные компонентой  $i$ , — при более высокой. Для заданного распределения  $C_{Li}(r)$ , где  $r$  — расстояние от границы раздела фаз, положение ликвидуса, грубо говоря, будет соответствовать обратной функции распределения примеси (рис. 3.10). Внутри интервала расстояний  $\Delta H$  справа от границы раздела  $T_L > T$ , что и определяет область переохлаждения.

Шлессин предположил также, что примесное переохлаждение, возможно, обеспечивает движущую силу для геомагнитного динамо (см. разд. 4.7) за счет изменений свободной энергии, связанных с наращиванием мантии и внутреннего ядра. Этот механизм может создавать неоднородности плотности независимо от температурных неоднородностей даже в существенно стратифицированном ядре. Таким образом,

самоподдерживающиеся и восстанавливающиеся градиенты концентрации подвижных компонент в слоях, примыкающих к границам, или распространяющиеся на все жидкое ядро, могли бы дать ответ на парадокс ядра Кеннеди и Хиггинса.

### 3.6. Ядро и тепловая история Земли

Классический подход к тепловой истории Земли заключается в постановке краевой задачи с начальными условиями и последующих расчетах, основанных на теории теплопроводности твердого тела. Эти расчеты относительно просты, однако их результаты неприменимы к реальной Земле, поскольку требуемые данные известны очень плохо, а теплопроводность не исчерпывает все процессы переноса тепла в Земле. Чрезвычайно эффективным процессом переноса тепла является крупномасштабная конвекция, преобладающая над решеточной проводимостью и лучистым переносом тепла даже при малых скоростях порядка  $10^{-2}$  см/год. Макдональд [42] и Кнопов [35] привели аргументы против существования в мантии крупномасштабной конвекции. Однако их возражения нельзя считать решающими ввиду того, что они полностью зависят от предполагаемых реологических свойств Земли.

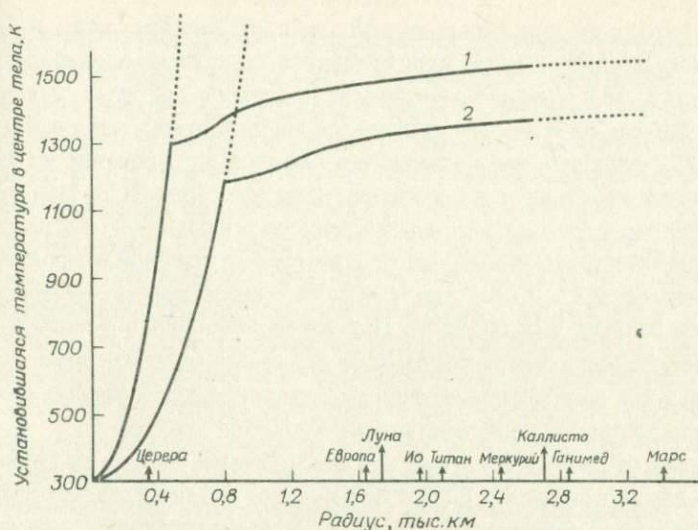
Исследование тепловой истории Земли с учетом конвекции и фракционирования радиоактивных элементов сопряжено с огромными математическими и физическими трудностями. С точки зрения математической постановки задачи необходимо правильно записать и решить полную систему уравнений для различных многокомпонентных и многофазных сред с учетом выделения радиоактивного тепла. Трудности физического рассмотрения возникают главным образом из-за незнания реологических свойств Земли и природы процессов фракционирования. Наиболее детально эту проблему исследовал Ли [39, 40]. Он развил математические методы исследования термической истории Земли с учетом скрытой теплоты фазовых переходов, конвекции и фракционирования радиоактивных элементов. Ли показал, что существование в Земле крупномасштабной конвекции маловероятно. Перенос тепла за счет мелкомасштабной проникающей конвекции также оказывается несущественным. Однако конвекция последнего типа имеет большое значение как процесс, обеспечивающий миграцию вверх источников радиогенного тепла.

Несмотря на признание возможной доминирующей роли конвекции в термическом режиме Земли, проблема конвективного переноса

тепла в мантии остается малоисследованной. Значительный вклад в изучение данного вопроса внесли работы Тозера [58 — 60], хотя они и не получили должной оценки и широкого признания.

Основываясь на результатах экспериментальных и теоретических исследований, Тозер предположил, что конвективные движения в Земле происходят таким образом, что среднее значение температуры в любой сферической оболочке, в которой решение уравнения теплопроводности оказывается неустойчивым, минимально. Этот минимум можно найти, используя данные лабораторных исследований на моделях. Тозер показал также, что средние температуры на уровнях поверхностях можно оценить, не располагая данными о детальном распределении скоростей, поскольку указанные температуры на глубинах, больших 800 км, определяются зависимостью вязкости от температуры. При всех допустимых соотношениях между вязкостью и температурой действительная температура должна давать значения вязкости  $\sim 10^{20} - 10^{21}$  П. Таким образом, широко распространенная точка зрения, что любая теория конвекции в мантии должна быть очень неточной вследствие неопределенности в соотношении между вязкостью и температурой, оказывается неправильной — значения самой вязкости ограничены весьма узким диапазоном.

В последующей работе Тозер [61] показал, что для весьма обширной области физически допустимых значений материальных параметров распределение температуры в телах с радиусом, большим 800 км, сильно отличается от распределения температуры при чисто кондуктивном теплопереносе. В любом теле средняя температура растет с глубиной в соответствии с решением уравнения теплопроводности до тех пор, пока кинематическая вязкость не достигнет значения  $\sim 10^{20}$  см<sup>2</sup>/с. Если на протяжении всего тела вязкость остается большей чем  $10^{20}$  см<sup>2</sup>/с, температура быстро растет с глубиной вплоть до центра тела. В достаточно большом теле вязкость центральной области уменьшается настолько, что решение уравнения теплопроводности становится неустойчивым. Установившаяся температура в центре тела в условиях конвекции оказывается удивительно низкой и практически не зависит от радиуса тела (рис. 3.11). Таким образом, в малых телах Солнечной системы (с радиусами  $\leq 800$  км) наилучшим образом сохраняются термические условия, существовавшие при их образовании. Значения скоростей конвективных движений, негидростатических напряжений и вязкости довольно слабо зависят от выбора значений материальных параметров.



Р и с. 3.11. Зависимость температуры в центре тела  $T_c$  от радиуса тела  $R$  для двух случаев генерации тепла: 1 —  $H = 1,6 \cdot 10^{-14}$  кал/(см<sup>3</sup>·с); 2 —  $H = 5 \cdot 10^{-15}$  кал/(см<sup>3</sup>·с). Круто поднимающиеся кривые соответствуют установившимся решениям уравнения теплопроводности; неустойчивость решения показана пунктиром. (По Тозеру [61].)

При любых расчетах тепловой истории Земли на основе теории теплопроводности возникают трудности, связанные с тем, что характерное время для процесса теплопроводности оказывается большим, чем возраст Земли. Температура земных недр при такой постановке задачи зависит от термических условий, существовавших во время образования Земли. Эти трудности в значительной степени преодолеваются теорией конвекции. Резкое возрастание теплообмена при температурах, превышающих температуру возникновения неустойчивости ( $\sim 2500$  К), приводит к тому, что существующий термический режим фактически не зависит от начальных условий. При этом кривая температуры земных недр значительно слабее зависит от детального распределения источников тепла.

Ферхуген [68] показал, что можно построить модель радиоактивного ядра (с источниками тепла, обусловленными распадом  $K^{40}$ ), согласующуюся с сейсмическими данными и учитывающую конвективную неустойчивость, существование твердого внутреннего ядра и другие детали структуры ядра (в частности, слой  $F$ ). Если принять, что среднее магнитное поле в ядре составляет приблизительно 100 Гс

и имеет характерное время существования  $10^4$  лет (см. разд. 4.7), то для поддержания такого поля требуется поступление энергии со скоростью  $2 \cdot 10^{17}$  эрг/с. Коэффициент полезного действия геомагнитного динамо не известен, однако вполне возможно, что он меньше чем 1%. Ферхуген предположил, что внешнее ядро состоит из железа, серы и небольшого количества калия (см. разд. 5.5). При этом тепло генерируется за счет радиоактивного распада  $K^{40}$ . Из двух рассмотренных им случаев один соответствует высокой скорости генерации тепла  $h \approx 8 \cdot 10^{19}$  эрг/с  $\approx 2 \cdot 10^{12}$  кал/с при требуемой концентрации  $K$  около 0,1% по массе. При таком значении  $h$  тепловой поток на поверхности Земли составляет около 25% от наблюдаемого среднего теплового потока. В другом случае Ферхуген принял нижний предел для скорости генерации тепла  $h \approx 2 \cdot 10^{11}$  кал/с.

По оценке Ванга [69], температура в нижней мантии на глубине 2800 км лежит в пределах  $3300 \pm 800$  К. Болт [4] показал, что уменьшение скоростей сейсмических волн  $V_P$  и  $V_S$  с глубиной в нижних 100–150 км мантии (область  $D''$ ) может означать наличие резкого градиента плотности. Этот градиент плотности, возможно вызванный примесью вещества ядра, будучи достаточно большим, может препятствовать развитию конвекции. Уменьшение скоростей сейсмических волн в таком случае можно отнести за счет высокого кондуктивного градиента температуры. Слой  $D''$  можно представить себе как неконвектирующий термический граничный слой, разделяющий области с развитым конвективным режимом (ядро и нижняя мантия выше слоя  $D''$ ). Если такая интерпретация верна, то температура  $T_c$  на границе мантии и ядра может быть на 1300–1900° выше, чем температура у верхней границы слоя  $D''$ . Ферхуген допускает, что для скорости генерации тепла  $h = 2 \cdot 10^{12}$  кал/с значение температуры  $T_c$  лежит в пределах 4500–5000 К, а для нижнего предела  $h$  или случая, если слой  $D''$  охвачен конвекцией, значение температуры  $T_c$ , возможно, составляет всего 3500 К.

Для существования неустойчивости во внешнем ядре, вероятно, требуется, чтобы градиент температуры был по меньшей мере равен адиабатическому. Поэтому Ферхуген сначала определил градиент, который мог бы поддерживаться источниками тепла при отсутствии конвекции. Для распределенных источников тепла ( $K^{40}$ ) разность температур между границами внешнего ядра приблизительно оценивается в 1600 К при высоком значении  $h$  и всего в 160 К при низком значении  $h$ . При низкой скорости генерации тепла  $h$  ядро оказывается

по существу изотермичным. Однако если тепло генерируется не за счет радиоактивного распада  $K^{40}$ , а выделяется при кристаллизации на границе внешнего и внутреннего ядра, то перепад температур во внешнем ядре может достигать 850 К даже при указанном низком значении  $h$  [67]. Ферхуген оценил адиабатический градиент температуры из уравнения (3.9) и показал, что при низкой скорости генерации тепла распределенными источниками градиент температуры, определяемый теплопроводностью, повсюду оказывается меньшим, чем адиабатический градиент, что несовместимо с конвекцией.

Ферхуген указал также на то, что вопрос о составе жидкости, которая может находиться в термодинамическом равновесии с твердым железом на границе внутреннего ядра, осложняется возможной несмешиваемостью жидкостей. Куллеруд [38] отметил, что большинство сплавов металлов с серой в жидком состоянии не смешивается, т.е. возможно сосуществование двух жидкостей различного состава. Вероятное существование интервала, когда жидкости смешиваются, в расплаве Fe-S с низким содержанием серы при высоких давлениях и температурах, близких к температуре ликвидуса, может помочь в объяснении особенностей структуры ядра в слое  $F$  вблизи границы внутреннего ядра, где Джеффрис и Буллен предполагают уменьшение скоростей продольных волн с глубиной (см. разд. 1.2). Свойства этого слоя, по-видимому, слабо отличаются от свойств слоя  $E$ . Это наводит на мысль, что слой  $F$  также является жидким.

Сакс [49] обнаружил, что большие значения (около 5000) добротности  $Q$ , характерные для слоя  $E$  (см. разд. 1.2), наблюдаются и для слоя  $F$  вплоть до границы внутреннего ядра. Такое распределение добротности не могло бы иметь место в том случае, если бы слой  $F$  представлял собой кашеобразную смесь из твердой и жидкой фаз. С другой стороны, если слой  $F$  состоит из жидкости, свойства которой отличны от свойств жидкости слоя  $E$ , и отделен от слоя  $E$  относительно резкой границей, то это должно означать, что данные жидкости не могут смешиваться. Ферхуген предположил, что слой  $F$  состоит из богатой железом жидкости  $F$ , находящейся в равновесии с твердым железом и с другой жидкостью  $E$  с большим содержанием серы. При такой интерпретации слой  $F$  по сравнению со слоем  $E$  обогащен железом и обеднен серой. Температура  $T_i$  на границе внутреннего и внешнего ядра тогда не может быть намного ниже температуры плавления вещества внутреннего ядра. Этот вывод остается в силе и в том случае, если, в соответствии с предположением

Уссельмана [63], содержание железа в эвтектическом составе при высоких давлениях намного больше, чем при низких.

Ферхуген указал и на другие признаки близости температуры  $T_i$  к температуре плавления вещества внутреннего ядра, в случае если последнее состоит главным образом из Fe и нескольких процентов Ni. По данным Сакса [49], самые верхние части внутреннего ядра характеризуются низкими значениями добротности ( $\sim 600$ ) по сравнению с более высокими  $Q$  ( $\sim 3000$ ) в области центра Земли. Внутреннее ядро обладает также малым модулем сдвига  $\mu$  (по сравнению с модулем объемного сжатия  $k_s$ ) и соответственно высоким значением коэффициента Пуассона  $\sigma \approx 0,45$ . Наконец, значение  $k_s$  быстро растет с глубиной во внутреннем ядре [4]. Эти данные согласуются с быстрым уменьшением  $\mu$ ,  $k_s$  и  $Q$  и увеличением  $\sigma$  в металлах непосредственно перед плавлением [45].

По мнению Ферхугена, существующие данные указывают на то, что центральная область Земли  $G$  состоит из твердого железа (или Fe-Ni), находящегося в равновесии с жидкостью слоя  $F$ . В слое  $F$  содержится всего 2–3% серы, в то время как слой  $E$ , тоже жидкий, содержит большее количество серы — по-видимому, не менее 10%. Таким образом, предполагая, что ядро состоит из Fe с добавкой  $S$  (около 10%) и  $K$  (около 0,1%) во внешнем ядре, можно построить удовлетворительные модели ядра. (Состав ядра будет более детально рассмотрен в гл. 5.) Эти модели хорошо согласуются с имеющимися распределениями плотности и скоростей сейсмических волн, а также с данными по тепловому потоку и скорости генерации энергии магнитного поля. При этом температура на границе мантии и ядра оценивается в 3500–5000 К, а на границе внутреннего и внешнего ядра — в 5000–6500 К. В некоторых из моделей градиент температуры во внешнем ядре несколько превышает адиабатический и конвекция может осуществляться, если только тормозящие эффекты, связанные с магнитным полем и вращением Земли, оказываются незначительными.

#### Литература

1. Alder B.J., Is the mantle soluble in the core? J. Geophys. Res., **71**, 4973, 1966.

2. Birch F., Some geophysical applications of high pressure research, in *Solids Under Pressure* (ed. W. Paul, D.M. Warschauer), McGraw-Hill, New York, 1963.
3. Birch F., The melting relations of iron and temperatures in the Earth's core, *Geophys. J.*, **29**, 373, 1972.
4. Bolt B.A., The density distributions near the base of the mantle and near the Earth's centre, *Phys. Earth Planet. Int.*, **5**, 301, 1972.
5. Boschi E., On the melting curve at high pressures, *Geophys. J.*, **37**, 45, 1974.
6. Boschi E., Melting of iron, *Geophys. J.*, **38**, 327, 1974.
7. Bullard E.C., The interior of the Earth, in *The Earth as a Planet*, Univ. Chicago Press, Illinois, 1954.
8. Bullard E.C., Gubbins D., Geomagnetic dynamos in a stable core, *Nature*, **232**, 548, 1971.
9. Bullen K.E., A hypothesis on compressibility at pressures of the order of a million atmospheres, *Nature*, **157**, 405, 1946.
10. Busse F.H., Comment on the paper "The adiabatic gradient and the melting point gradient in the core of the Earth" by G. Higgins and G.C. Kennedy, *J. Geophys. Res.*, **77**, 1589, 1972.
11. Elsasser W.M., Thermal stratification and core convection, *Int. Conf. Core-Mantle Interface*, *Trans. Am. Geophys. Union*, **53**, 605, 1972.
12. Frazer M.C., Temperature gradients and the convective velocity in the Earth's core, *Geophys. J.*, **34**, 193, 1973.
13. Gilvarry J.J., The Lindemann and Grüneisen laws, *Phys. Rev.*, **102**, 308, 1956.
14. Gilvarry J.J., Grüneisen's law and the fusion curve at high pressures, *Phys. Rev.*, **102**, 317, 1956.
15. Gilvarry J.J., Equation of the fusion curve, *Phys. Rev.*, **102**, 325, 1956.
16. Gilvarry J.J., Temperatures in the Earth's interior, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **10**, 84, 1957.
17. Gilvarry J.J., Lindemann and Grüneisen laws and a melting law at high pressure, *Phys. Rev. Letters*, **16**, 1089, 1966.
18. Hall H.T., Murthy V.R., Comments on the chemical structure of an Fe-Ni-S core of the Earth, *Int. Conf. Core-Mantle Interface*, *Trans. Am. Geophys. Union*, **53**, 602, 1972.
19. Hide R., Interaction between the Earth's liquid core and solid mantle, *Nature*, **222**, 1055, 1969.

20. Higgins G.H., Kennedy G.C., The adiabatic gradient and the melting point gradient in the core of the Earth, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1870, 1971.
21. Hiwatari Y., Matsuda H., Ideal three-phase model and the melting of molecular crystals and metals, *Prog. Theor. Phys.*, **47**, 741, 1972.
22. Hiwatari Y., Matsuda H., "Ideal three-phase model" and the melting of molecular crystals and metals, in *The Properties of Liquid Metals* (ed. S. Takeuchi), Taylor and Francis, London, 1972.
23. Hoover W.G., Ross M., Johnson K.W., Henderson D., Barker J.A., Brown B.C., Soft sphere equation of state, *J. Chem. Phys.*, **52**, 4931, 1970.
24. Jacobs J.A., The Earth's inner core, *Nature*, **172**, 297, 1953.
25. Jacobs J.A., Temperature-pressure hypothesis and the Earth's interior, *Can. J. Phys.*, **31**, 370, 1953.
26. Jacobs J.A., Boundaries of the Earth's core, *Nature Phys. Sci.*, **231**, 170, 1971.
27. Jacobs J.A., The thermal regime of the Earth's core, *Comments Earth Sci. Geophys.*, **2**, 61, 1971.
28. Jacobs J.A., Physical state of the Earth's core, *Nature Phys. Sci.*, **243**, 113, 1973.
29. Jayaraman A., Newton R.C., McDonough J.M., Phase relations, resistivity and electronic structure of cesium at high pressures, *Phys. Rev.*, **159**, 527, 1967.
30. John M.S., Eyring H., The significant structure theory of liquids, in *Physical Chemistry, An Advanced Treatise, Vol. VIIIa* (ed. D. Henderson), Academic Press, New York, 1971.
31. Kennedy G.C., Vaidya S.N., The effect of pressure on the melting points of solids, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1019, 1970.
32. Kennedy G.C., Higgins G.H., The core paradox, *J. Geophys. Res.*, **78**, 900, 1973.
33. Kennedy G.C., Higgins G.H., Temperature gradients at the core-mantle interface, *The Moon*, **7**, 14, 1973.
34. Kim, Ki-Tae, Vaidya S.N., Kennedy G.C., Effect of pressure of the temperature of the eutectic minimums in two binary systems: NaF-NaCl and CsCl-NaCl, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6984, 1972.
35. Knopoff L., The convection current hypothesis, *Rev. Geophys.*, **2**, 89, 1964.
36. Knopoff L., Shapiro J.N., Comments on the inter-relationship bet-

- ween Grüneisen's parameter and shock and isothermal equations of state, *J. Geophys. Res.*, **7**, 1439, 1969.
37. Kraut E.A., Kennedy G.C., New melting law at high pressures, *Phys. Rev.*, **151**, 668, 1966.
  38. Kullerud G., Sulphide phase relations, *Min. Soc. Am. Spec. Publ.*, **3**, 199, 1970.
  39. Lee W.H.K., The thermal history of the Earth, Ph. D. Thesis, Univ. of California, Los Angeles, 1967.
  40. Lee W.H.K., Effects of selective fusion in the thermal history of the Earth's mantle, *Earth Planet. Sci. Letters*, **4**, 270, 1968.
  41. Leppaluoto D.A., Melting of iron by significant structure theory, *Phys. Earth Planet. Int.*, **6**, 175, 1972.
  42. MacDonald G.J.F., The deep structure of the continents, *Rev. Geophys.*, **1**, 587, 1963.
  43. Malkus W.V.R., Convection at the melting point, a thermal history of the Earth's core, *Geophys. Fluid Dyn.*, **4**, 267, 1973.
  44. McLachlan D., Ehlers E.G., Effect of pressure on the melting temperature of metals, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2780, 1971.
  45. Mizutani H., Kanamori H., Variations of elastic wave velocity and attenuation properties near the melting point, *J. Phys. Earth (Tokyo)*, **12**, 43, 1964.
  46. Murthy V.R., Hall H.T., The origin and chemical composition of the Earth's core, *Phys. Earth Planet. Int.*, **6**, 123, 1972.
  47. Ree F.H., Computer calculations for model systems, in *Physical Chemistry, An Advanced Treatise*, Vol. VIIIa (ed. D. Henderson), Academic Press, New York, 1971.
  48. Ross M., Generalized Lindemann melting law, *Phys. Rev.*, **184**, 233, 1969.
  49. Sacks I.S.,  $Q$ -structure of the inner and outer core, *Int. Conf. Core - Mantle Interface*, *Trans. Am. Geophys. Union*, **53**, 601, 1972.
  50. Salter L., The Simon melting equation, *Phil. Mag.*, **45**, 369, 1954.
  51. Schloessin H.H., Corrugations on the core boundary interfaces due to constitutional supercooling and effects on motion in a predominantly stratified liquid core, *Phys. Earth Planet. Int.*, **9**, 147, 1974.
  52. Simon F.E., On the range of stability of the fluid state, *Trans. Faraday Soc.*, **33**, 65, 1937.
  53. Simon F.E., The melting of iron at high pressures, *Nature*, **172**, 746, 1953.

54. Stacey F.D., Physical properties of the Earth's core, *Geophys. Surv.*, **1**, 99, 1972.
55. Sterrett K.F., Klement W., Jr., Kennedy G.C., The effect of pressure on the melting of iron, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1979, 1965.
56. Stewart R.M., Shock wave compression and the Earth's core, Ph. D. Thesis, Univ. of California, Berkeley, 1970.
57. Strong H.M., The experimental fusion curve of iron to 96000 atmospheres, *J. Geophys. Res.*, **64**, 653, 1959.
58. Tozer D.C., Towards a theory of thermal convection in the mantle, in *The Earth's Mantle* (ed. T.F. Gaskell), Academic Press, London, 1967.
59. Tozer D.C., Factors determining the temperature evolution of thermally convecting Earth models, *Phys. Earth Planet. Int.*, **2**, 393, 1970.
60. Tozer D.C., Temperature, conductivity, composition and heat flow. *J. Geomagn. Geoelect.*, **22**, 35, 1970.
61. Tozer D.C., The present thermal state of the terrestrial planets, *Phys. Earth. Planet. Int.*, **6**, 182, 1972.
62. Tuerpe D.R., Keeler R.N., Anomalous melting transition in the significant structure theory of liquids, *J. Chem. Phys.*, **47**, 4283, 1967.
63. Usselman T.M., The Fe-FeS system at high pressures and the chemical zonation of the core, *Int. Conf. Core-Mantle Interface, Trans. Am. Geophys. Un.*, **53**, 603, 1972.
64. Valle P.E., Sul gradiente adiabatico di temperature nell'interno della terra, *Annali Geofis.*, **5**, 41, 1952.
65. Valle P.E., Una stima del punto di fusione del ferro sotto alte pressioni, *Annali Geofis.*, **8**, 189, 1955.
66. Van Thiel M. (ed.), *Compendium of shock wave data*, University of California, Livermore 50108, 1966.
67. Verhoogen J., Heat balance of the Earth's core, *Geophys. J.*, **4**, 276, 1961.
68. Verhoogen J., Thermal regime of the Earth's core, *Phys. Earth. Planet. Int.*, **7**, 47, 1973.
69. Wang C.-Y., Temperatures in the lower mantle, *Geophys. J.*, **27**, 29, 1972.
70. Жарков В.Н., Температура плавления оболочки Земли и железа при высоких давлениях, *Изв. АН СССР, сер. геофиз.*, № 3, 315, 1959.

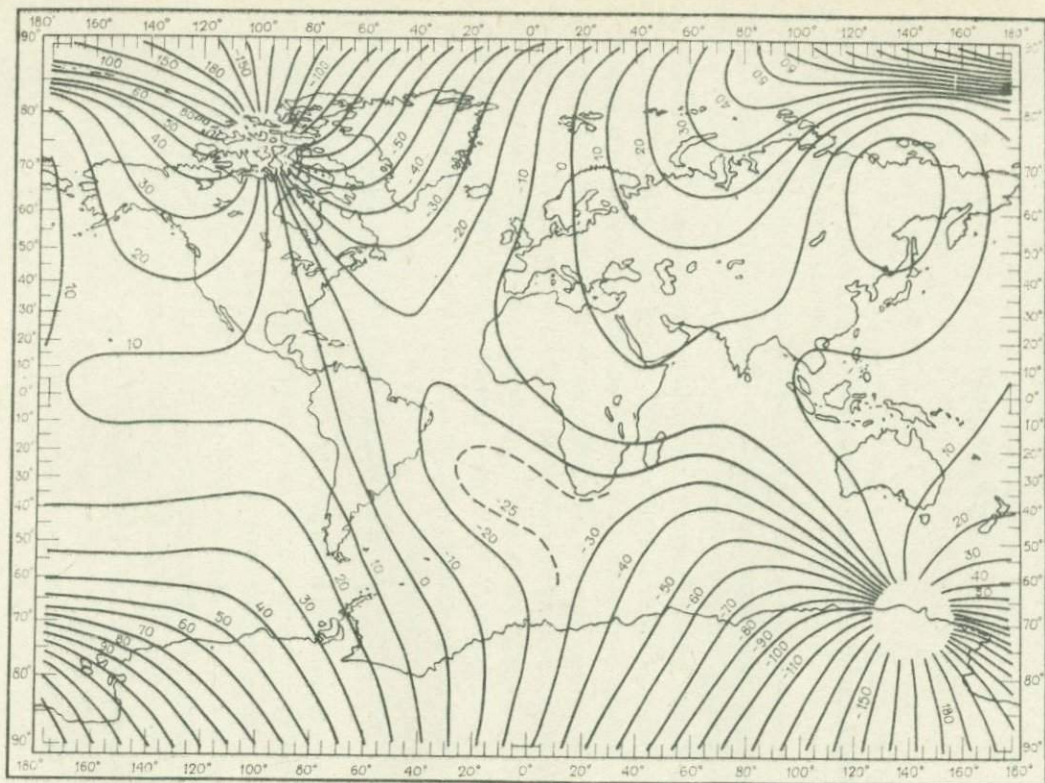
## Магнитное поле Земли

## 4.1. Введение

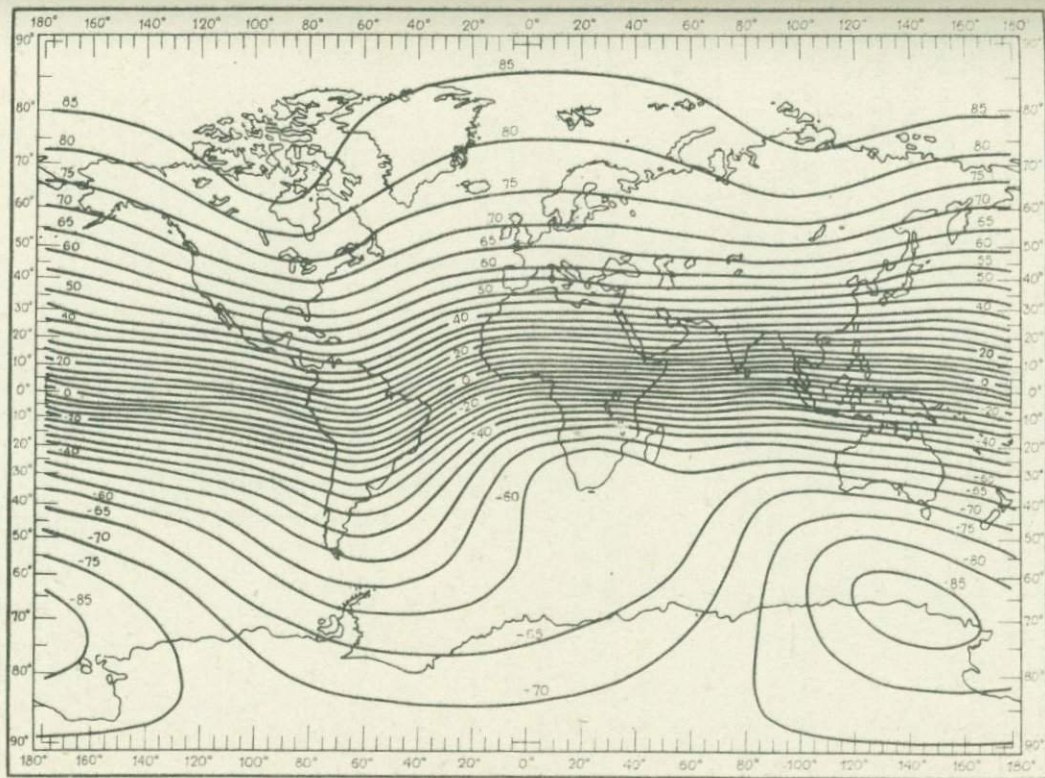
Максимальное значение напряженности геомагнитного поля, достигаемое вблизи полюсов Земли, составляет менее одного гаусса (Гс), что в несколько сотен раз меньше напряженности поля в зазоре небольшого подковообразного магнита. В геомагнитных исследованиях мы встречаемся с измерениями очень слабых магнитных полей, и более удобной единицей является гамма ( $\gamma$ ), равная  $10^{-5}$  Гс. Строго говоря, напряженность магнитного поля измеряется в эрстедах, а гаусс является единицей магнитной индукции. Однако в геофизических измерениях это различие несущественно, поскольку магнитная проницаемость воздуха в системе СГСМ практически равна единице. В данной книге мы пользуемся традиционной единицей геомагнетизма, гауссом, с целью облегчить сравнение приводимых значений с имеющимися в литературе. Переход к системе СИ осуществляется с помощью соотношений

$$1 \text{ гаусс (Гс)} = 10^{-4} \text{ вебер/м}^2 \text{ (Вб/м}^2\text{)} = 10^{-4} \text{ тесла (Т)}.$$

Магнитное поле в любой точке земной поверхности можно описать тремя параметрами, а именно полным вектором напряженности  $F$ , склонением  $D$  и наклонением  $I$  или двумя горизонтальными составляющими  $X$  и  $Y$  и вертикальной  $Z$ . Между различными элементами геомагнитного поля имеются простые соотношения (см., например, [108]). Изменения магнитного поля на поверхности Земли лучше всего прослеживаются на изомагнитных картах, т.е. картах, линии на которых соединяют точки с одинаковыми значениями данного магнитного элемента. Линии одинаковых значений любого из элементов  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ,  $H$  или  $F$  называются изодинамами. На рис. 4.1 и 4.2 приведены карты поверхности земного шара с нанесенными линиями равных склонений (изогоны) и линиями равных наклонений (изоклины) для эпохи 1965 г. Удивительно, что магнитное поле Земли, природа которого, как мы увидим далее, связана с недрами Земли, обнаруживает



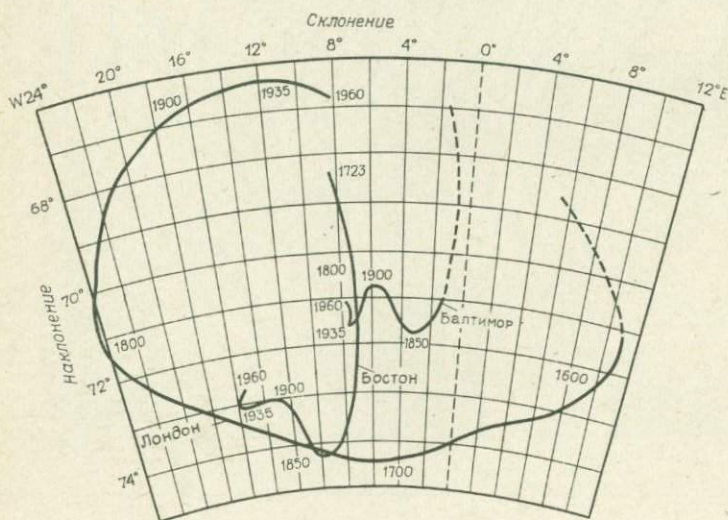
Р и с. 4.1. Мировая карта изогон (линий равного склонения магнитного поля) для эпохи 1965,0 г. [106].



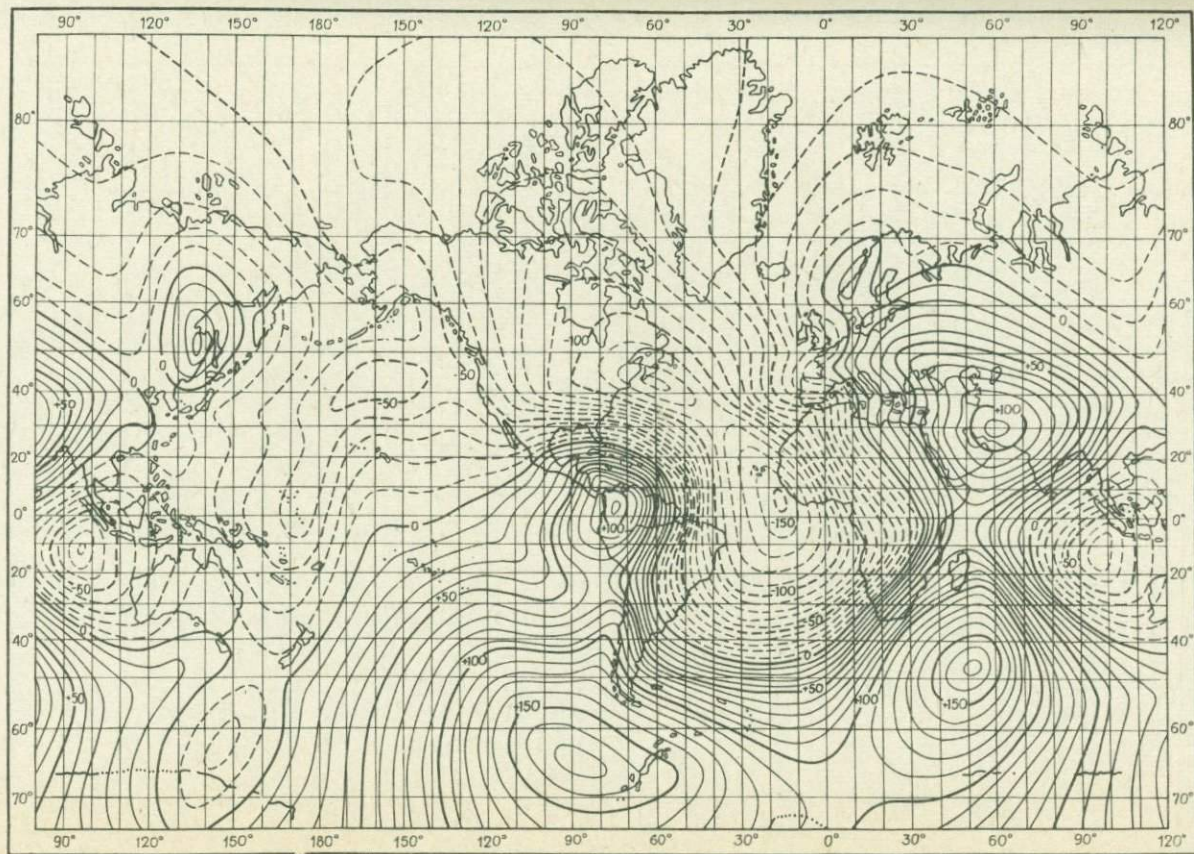
Р и с. 4.2. Мировая карта изоклин (линий равного наклоения магнитного поля) для эпохи 1965,0 г. [106].

слабую корреляцию с общими геологическими и географическими закономерностями.

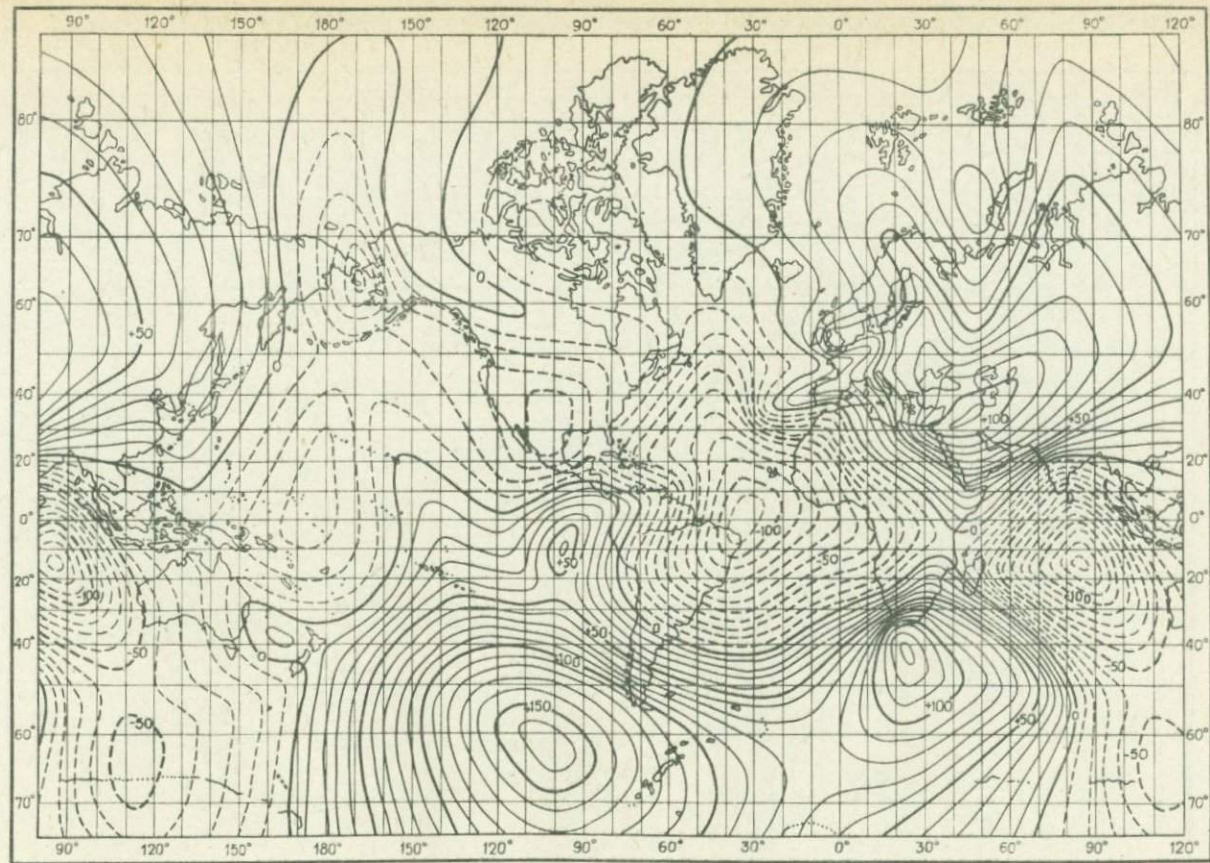
Величина и направление напряженности геомагнитного поля изменяются не только в зависимости от расположения точки наблюдения на земной поверхности, но испытывают и изменения во времени. Существуют два класса временных вариаций: короткопериодные флуктуации и медленные вековые изменения. Короткопериодные вариации не создают значительных или длительных изменений геомагнитного поля и вызываются влиянием вземных факторов. Вековые вариации обусловлены причинами, находящимися внутри Земли; при этом суммарное изменение поля за продолжительное время может оказаться значительным. Установлено, что если по результатам последовательных наблюдений среднегодовых значений какого-либо магнитного элемента на некоторой станции намечается определенная тенденция хода вековых вариаций, то эта тенденция сохраняется в течение длительного периода времени, хотя скорость изменений поля обычно не остается постоянной. На рис. 4.3 показаны изменения магнитного склонения и наклонения в Лондоне, Бостоне и Балтиморе. Склонение в Лондоне за 240 лет изменилось почти на  $36^\circ$  — от  $11\frac{1}{2}^\circ$  в.д. в 1580 г. до  $24\frac{1}{4}^\circ$  з.д. в 1819 г. Линии равных вековых изменений поля (изопоры)



Р и с. 4.3. Вековые изменения магнитного склонения и наклонения в Лондоне, Бостоне и Балтиморе [164].



Р и с. 4.4. Карта вековых вариаций вертикальной компоненты  $Z$  геомагнитного поля для эпохи 1922,5 г. [221].



Р и с. 4.5. Карта вековых вариаций вертикальной компоненты  $Z$  геомагнитного поля для эпохи 1942,5 г. [221].

представляют собой овалы с центрами в точках, где локальные изменения поля максимальны (изопорические фокусы). На рис. 4.4 и 4.5 приведены вековые вариации вертикальной компоненты  $Z$  для эпох 1922,5 и 1942,5 г. Из этих рисунков видно, что вековые вариации представляют собой региональные, а не планетарные явления. Общее расположение изопор может значительно измениться даже за 20 лет.

Кроме вековых вариаций, изменения геомагнитного поля (земного происхождения) имеют еще и другие характерные времена (табл. 4.1). Брагинский [21–24] выделил в "спектре" геомагнитных вариаций три основные группы колебаний:

1) колебания *на основной частоте* с периодом  $\sim 9000$  лет, характеризующие дипольное поле (ссылки на литературу см. в примечании (7) к табл. 4.1);

2) колебания *на промежуточных частотах* с периодами в диапазоне 100–5000 лет (обычно 1000 лет); период, на который приходится максимум спектра, близок к периоду западного дрейфа недипольного поля [ссылки см. в примечании (2) к табл. 4.1];

3) *высокочастотные колебания* с периодами  $< 100$  лет [ссылки см. в примечании (1) к табл. 4.1].

Теоретическое исследование этих колебаний оказывается чрезвычайно трудным. Брагинский предположил, что существование основной частоты является следствием двухэтапной природы процесса динамо, когда слабое полоидальное\* поле приводит к генерации сильного тороидального поля, а последнее обуславливает регенерацию полоидального поля. Колебания на промежуточных частотах вызываются так называемыми МАС-волнами (магнитные архимедово-кориолисовы волны) в жидком ядре Земли (ссылки см. в примечании (2) к табл. 4.1). Высокочастотные колебания связаны с крутильными магнитогидродинамическими колебаниями и турбулентными пульсациями в ядре (ссылки см. в примечании (1) к табл. 4.1).

Кэри [62] с помощью метода максимальной энтропии\* получил значительно более совершенные данные о спектре вариаций геомагнитного поля в диапазоне периодов 2–70 лет. Ему впервые удалось

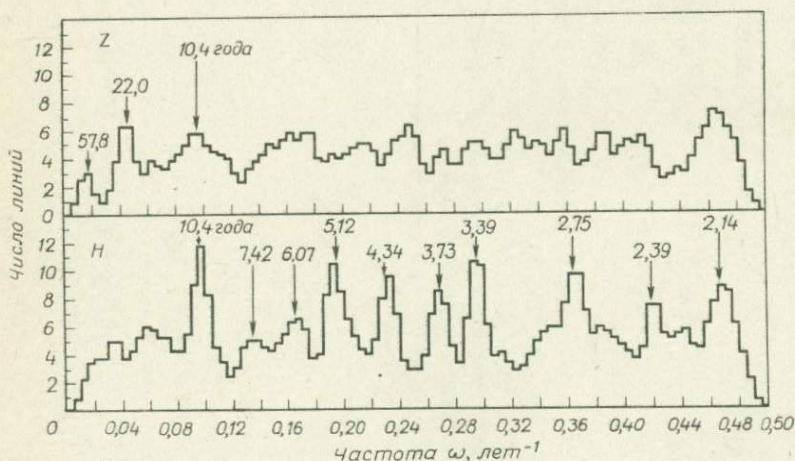
\*Определения и основные свойства полоидального и тороидального векторных полей приведены в конце книги в приложении.

\*\*Метод максимальной энтропии представляет собой совершенно новый подход к оценке спектра мощности; он свободен от некоторых ограничений, присущих обычным методам, и особенно эффективен при анализе короткопериодных процессов. Этот метод впервые предложил Бург [35, 36]; основы метода излагаются в работах [126, 216].

Временные вариации геомагнитного поля внутреннего происхождения [86]

Вид вариаций	Характерное время, лет	Примечание
<i>Вековые вариации недипольного поля</i>		
Высокочастотные колебания (1)	< 100	Сложный спектр вариаций
Колебания на промежуточных частотах (2)	100 – 5000	
Западный дрейф (3)	~ 2000	
<i>Изменения распределения энергии</i>		
Преобразование энергии дипольного поля в энергию недипольного поля (4)	~ 2000	В последние 120 лет скорость диссипации полной энергии составляла ~ 0,02% в год, а скорость преобразования энергии дипольного поля в энергию недипольного поля ~ 0,06% в год. Однако за последние 1500 лет средняя скорость диссипации энергии должна быть намного больше (~ 0,13% в год) (5)
Изменения скорости преобразования (5)	~ 100	
Изменения полной энергии (5)	$10^3 - 10^4$	
<i>Вековые вариации дипольного поля</i>		
"Качания" дипольного поля (восточный дрейф) (6)	1200 – 1800	Оценки лежат в широких пределах
Колебания напряженности поля (7)	~ 9000	Происходят с основной частотой
<i>Обращения поля</i>		
Изменение направления поля (8 – 10)	1000 – 4000	(8) – характерное время изменения величины напряженности поля приблизительно в 10 раз превышает характерное время изменения его направления
Изменение напряженности поля (8, 9)	3000 – 10 000	
		(9) – характерные времена указанных изменений близки или совпадают (в двух случаях они составляют 3500 лет)
Интервал времени между обращениями поля (11)	$0,03 - 30 \cdot 10^6$	За последние 50 млн. лет $(2 - 3) \cdot 10^5$ лет
Медленная периодичность (?) (12)	$75 \cdot 10^6$	Колебания Солнечной системы, перпендикулярные плоскости Галактики?
	$250 \cdot 10^6$	Вращение Галактики?
	$700 \cdot 10^6$	?
<i>Примечания к табл. 4.1. Ссылки на использованные работы: (1) – [1, 17, 21–24, 61, 62]; (2) – [1, 19, 20, 22–24, 82, 96, 103, 142, 144, 180, 191, 206, 212, 213]; (3) – ссылки на более ранние работы см. в [108, р. 70–76] и [179, р. 83, 109], см. также [104, 112–114, 157, 175, 176, 191, 229, 230, 233]; (4) – [52, 115, 152, 218]; (5) – [218]; (6) – [52, 120, 125, 150]; см. также [109, 176]; (7) – [22–24, 52, 204]; 8 – [72]; (9) – [168]; (10) – [32, 52, 58, 90]; (11) – [12, 32, 91–93, 153, 177, 211, 222]; (12) – [55, 56, 216].</i>		

обнаружить в спектре магнитного поля вариации солнечного цикла (SC) и удвоенного солнечного цикла (DSC). Спектр геомагнитного поля складывается из двух полос с максимумами, приходящимися на 10,5 и 21,4 года. Кроме того, Кэри удалось идентифицировать первые четыре SC-гармоники и, за исключением одной, первые девять DSC-гармоник. Ранее Кэри [60] показал, что колебания геомагнитного поля с периодами от 40 сут до 3,7 года происходят в фазе по всей поверхности Земли, и сделал вывод о генерации этих полей внешними по отношению к Земле источниками. Более детальный анализ, выполненный в его последующей работе, выявил, что флуктуации поля за двухлетний период состоят из ряда полос гармоник, простирающихся вплоть до гармоник вариаций солнечного цикла, которые являются следствием циклического (SC и DSC) изменения интенсивности пятен на поверхности Солнца. Однако, по мнению Кэри, нельзя исключить возможность того, что некоторые спектральные линии обуславливаются сигналами, генерируемыми в земном ядре. В частности частоты в окрестности периода 6,07 года (рис. 4.6) нельзя отнести ни к одной из полос основных частот, и, следовательно, они могут соответствовать внутренним сигналам. В данной связи интересно отметить, что



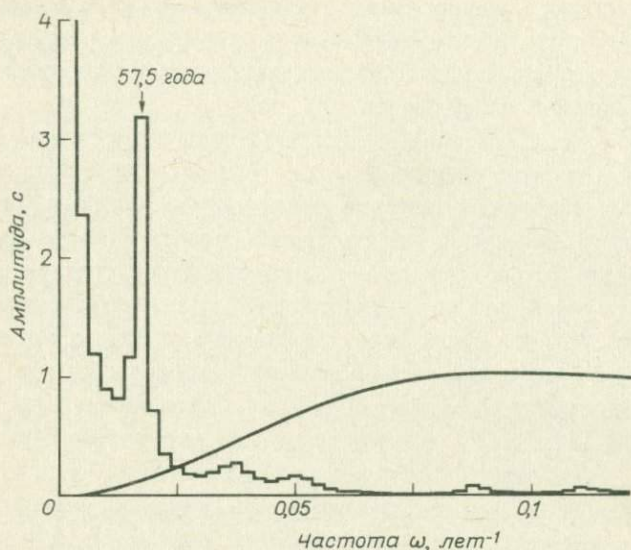
Р и с. 4.6. Сглаженные гистограммы горизонтальной  $H$  и вертикальной  $Z$  компонент магнитного поля, показывающие распределение числа интерполированных линий по частоте [62]. Гистограммы построены по данным 97 различных спектров. "Линии" выбирались с помощью ЭВМ без учета отношения амплитуды сигнала к уровню шума.

импульсы вековых вариаций имеют тенденцию повторяться приблизительно через 5 лет. Юкутаке [233] показал также, что одна из мод собственных колебаний Земли при наличии электрической связи между ядром и мантией имеет период  $\sim 6,7$  года.

Кэри получил убедительные доказательства существования в геомагнитном спектре линии с периодом  $\sim 60$  лет. Оцененные довольно грубо и изменяющиеся значения амплитуд этих колебаний оказываются слишком большими, так что трудно связать с деятельностью Солнца. Следовательно, эта "линия" в геомагнитном спектре должна представлять собой сигнал, идущий от ядра. В последующей статье [64] Кэри показал, что эта линия имеет глобальный характер; однако амплитуды сигнала аномально малы в области Тихоокеанского бассейна и прилегающих регионах. Такая же картина наблюдается и для вековых вариаций [53, 70, 71]. Физический смысл этих уменьшений сигнала неясен. Существование Тихоокеанской спокойной (в магнитном отношении) зоны позволяет предположить, что генерация нерегулярных полей геомагнитным динамо может частично определяться горизонтальными неоднородностями на границе мантии и ядра. Такими неоднородностями, возможно, являются топографические неровности в основании мантии (см. разд. 4.10), которые могут быть связаны с изменяющимися компонентами недипольного поля [231, 236].

Данные о существовании магнитных вариаций с периодами  $\sim 50 - 60$  лет были получены ранее в связи с изменениями продолжительности суток [220] (см. разд. 4.8). На кривых Орлова [169], построенных по данным четырех обсерваторий, отчетливо виден  $\sim 50 - 60$ -летний цикл. Однако до тех пор, пока не был выполнен более детальный анализ Кэри [62], эти вариации не были широко известны. В следующей работе [63] Кэри применил метод максимальной энтропии к исследованию данных по изменению продолжительности суток в XIX и XX вв. В полученном спектре доминирует четко выраженная линия (рис. 4.7), период которой (57,5 года) близок к периоду 57,8 года, выделенному в магнитном спектре (см. рис. 4.6). Кэри предположил, что линии с периодом  $\sim 60$  лет в геомагнитном спектре и в спектре изменений продолжительности суток причинно связаны и что этот результат является спектральной аналогией ранее установленной корреляции между изменениями продолжительности суток и западным дрейфом эксцентрического диполя [118, 220].

В 1839 г. Гаусс показал, что поле однородно намагниченной сферы, совпадающее с полем диполя, помещенного в ее центре, является



Р и с. 4.7. Амплитудный спектр годовых флуктуаций продолжительности суток в период с 1824 по 1950 г. [63]. Было вычислено 200 точек при полосе частот  $\Delta\omega = 0,0025 \text{ лет}^{-1}$ ; на рисунке показаны только частоты, лежащие ниже  $0,25$  найквистовой частоты. Кривой на рисунке изображена передаточная функция фильтра верхних частот, с помощью которого производилась фильтрация исходных данных.

прекрасным первым приближением к магнитному полю Земли. В дальнейшем Гаусс проанализировал нерегулярную часть геомагнитного поля, т.е. разность между наблюдаемым полем и полем однородно намагниченной сферы, и нашел, что как регулярная, так и нерегулярная компоненты магнитного поля Земли имеют внутреннее происхождение. Магнитные полюса Земли, т.е. точки, в которых ось геоцентрического диполя, наилучшим образом аппроксимирующего геомагнитное поле, выходит на поверхность Земли, имеют приблизительно следующие координаты:  $79^\circ$  с.ш.,  $70^\circ$  з.д. и  $79^\circ$  ю.ш.,  $110^\circ$  в.д. Таким образом, магнитная ось Земли наклонена по отношению к ее географической оси приблизительно на  $11^\circ$ . В случае, если нужна большая точность, потенциал магнитного поля Земли можно разложить в ряд по сферическим функциям. Можно также показать, что лучшее приближение к земному полю получается, если центр эквивалентного диполя сместить приблизительно на 300 км в направлении Индонезии.

## Геомагнитные поля внутриземного происхождения [86]

Точка наблюдения	Напряженность, Гс ( $\approx 10^{-4}$ Т)	Пространственная структура	Ссылки
<i>Поверхность Земли</i>			
Дипольное поле (на магнитных полюсах)	0,6	В основном дипольная. Ось диполя наклонена в настоящее время к оси вращения Земли под углом $11^\circ$ . Поле в среднем совпадает с полем такого диполя на протяжении $2,5 \cdot 10^4$ лет, а поле, усредненное за промежуток времени длительностью $2 \cdot 10^6$ лет, совпадает с полем геоцентрического осевого диполя	[154, 166, 191]
Недипольное поле	0,02	В среднем поле является полем осевого диполя в течение по меньшей мере $(2-3) \cdot 10^9$ лет.	
<i>Граница ядра и мантии</i>			
Полоидальное поле (экстраполяция поля на поверхности Земли)	5-6 (?)	Вероятно, поле является в основном полоидальным, а величина недипольной составляющей по порядку величины совпадает с дипольной составляющей поля или превосходит ее	[135, 191] Оценки напряженности тороидального поля выполнены с помощью формул, полученных в [193]
Оценки напряженности тороидального поля	0,2	Малая тороидальная составляющая поля обусловлена отличной от нуля проводимостью нижней мантии	
<i>Ядро (различные оценки)</i>	50-500	Вероятно, поле является в основном тороидальным	[23, 34, 41, 96, 191]

Краткая характеристика геомагнитного поля на поверхности и внутри Земли дана в табл. 4.2. Недипольная составляющая магнитного поля Земли, хотя и намного более слабая, чем дипольная составляющая, испытывает более быстрые изменения. Характерные времена изменения недипольной составляющей измеряются десятилетиями, а дипольной составляющей — столетиями. Изопорические фокусы перемещаются за год в западном направлении на долю градуса. Перемещение дипольного поля происходит по крайней мере в три раза медленнее, чем недипольного. Как восточный, так и западный дрейф недипольного поля был обнаружен при палеомагнитных исследованиях. Записи наблюдений в Ситке (Аляска) указывают на существование восточного дрейфа в течение последних 60 лет — в противоположность преобладанию в большинстве регионов западного дрейфа, наблюдаемого за последние несколько столетий [203, 228]. В добавление к западному дрейфу поле вековых вариаций может заметно изменяться за несколько десятилетий. В некоторых областях амплитуда вековых вариаций оказывается аномально большой или малой. В настоящее время она больше средней величины в Антарктиде и меньше средней в районе Тихого океана.

#### 4.2. Происхождение магнитного поля Земли

Проблема происхождения магнитного поля Земли (и его вековых вариаций) — одна из наиболее древних проблем в геофизике; вполне удовлетворительного решения ее не найдено до сих пор. Предлагалось множество возможных источников поля (например, остаточная намагниченность или эффекты, связанные с вращением Земли), но большинство этих теорий оказались несостоятельными. По-видимому, единственным возможным механизмом является электромагнитная индукция в той или иной форме, вызываемая электрическими токами, текущими в жидком проводящем ядре Земли. Однако тогда возникает проблема природы этих токов — возможно, они создаются за счет химических неоднородностей, которые разделяют заряды и обеспечивают действие "батарей", генерирующих слабые токи. Палеомагнитные исследования показали, что главное магнитное поле Земли существовало на протяжении всего геологического времени и что величина напряженности поля никогда значительным образом не отличалась от современной.

В ограниченном проводящем теле постоянных размеров любая система электрических токов будет затухать со временем. Поле или

токи можно разложить на нормальные моды, каждая из которых затухает со временем по экспоненциальному закону со своим коэффициентом затухания. Коэффициент затухания пропорционален  $\sigma l^2$ , где  $\sigma$  — электропроводность, а  $l$  — характерный линейный размер, на котором поле меняется заметным образом. Для шара размером с Землю амплитуда наиболее медленно затухающей моды уменьшается в  $e$  раз за время порядка 100 тыс. лет. Поскольку возраст Земли составляет более 4 млрд. лет, геомагнитное поле не может быть реликтовым и должен быть найден механизм генерации электрических токов, поддерживающих существование магнитного поля. Наиболее вероятным источником электродвижущей силы, необходимой для поддержания этих токов, являются движения вещества ядра поперек силовых линий геомагнитного поля. Исследование процесса, в котором токи обеспечивают усиление магнитного поля, а магнитное поле в свою очередь создает электродвижущую силу, составляет так называемую проблему однородного динамо.

Теория возбуждения земного магнитного поля механизмом динамо восходит еще к Лармору. В 1919 г. он высказал предположение о том, что магнитное поле Солнца может создаваться механизмом, подобным механизму самовозбуждающегося динамо. В дальнейшем основополагающие работы по теории динамо выполнили Эльзассер [73—75] и Буллард [29, 30]. Жидкое ядро Земли является хорошим проводником электрического тока, причем взаимодействие механических движений жидкой среды и электрических токов может создавать самоподдерживающееся магнитное поле. Действие подобного динамо невозможно наблюдать в лабораторных условиях. Если чашку со ртутью подогревать снизу, в ртути будет развиваться тепловая конвекция, однако при этом не обнаружится никаких электрических или магнитных явлений. Этот модельный эксперимент оказывается неудачным потому, что электрические и механические процессы имеют в данном опыте различные характерные времена. В чашке со ртутью диаметром 30 см электрический ток должен иметь время релаксации порядка 0,01 с. Однако, поскольку время релаксации увеличивается как квадрат диаметра, электрический ток в земном ядре должен существовать в течение 10 тыс. лет. Этого времени более чем достаточно для того, чтобы электрический ток и связанное с ним магнитное поле могли, хотя и медленно, изменяться и усиливаться за счет механических движений в жидкости.

Даже если энергии источников, находящихся внутри земного ядра, достаточно для поддержания поля, остается решающая проблема знака, т.е. необходимо еще показать, что индукция будет регенерировать первоначальное поле. Существующие в технике динамомашины весьма неоднородны, содержат роторы, статоры, провода, подшипники и т.д., тогда как жидкое ядро Земли обладает простой электрической связью и по существу однородно и изотропно. Следовательно, можно предположить, что любой механизм динамо, возможный в проводящей жидкости, должен быть в некотором смысле короткозамкнутым. Однако совершенно не очевидно, что такое однородное динамо может работать при любых условиях. Действительно, в 1934 г. Каулинг [47] показал, что магнитное поле, обладающее осью симметрии, не может создаваться действием динамо. На протяжении многих лет этот важный результат ошибочно истолковывали как утверждение, что осесимметричное движение не может генерировать магнитное поле. В дальнейшем было показано, что при определенных условиях это неверно. Ограничения, налагаемые теоремой Каулинга (и ее некорректными обобщениями), вызывали одно время опасения, что в действительности динамо не может возбуждаться ни при каких условиях: вдруг существуют некоторые более общие теоремы каулинговского типа, запрещающие действие динамо? К счастью, это оказалось не так. Результаты, полученные Каулингом, были дополнены исследованиями Бэкуса и Чандрасекара [7]. В настоящее время представляется, что механизмы однородного динамо должны обладать низкой степенью симметрии. Были получены и другие теоремы для сферы, запрещающие определенные движения при действии динамо. Некоторые из этих результатов приведены в табл. 4.3 и 4.4. По-видимому, большинство типов симметрии должно быть исключено. Некоторые из этих теорем накладывают ограничения на типы возможных движений, другие — на возникающее поле.

Ясно, что динамика ядра определяется силами Лоренца и Кориолиса. Обычно предполагается, что движение в жидкости включает в себя некоторое дифференциальное вращение, которое преобразует любое имеющееся дипольное поле в тороидальное поле. Этот хорошо изученный механизм весьма эффективен и представляет собой простой способ усиления поля за счет движений в жидкости: поле может неограниченно расти при ускорении движений в жидкости. Однако это не решает проблему динамо. Необходимо ещё, чтобы дипольное поле тем или иным способом генерировалось за счет тороидального поля,

Таблица 4.3

Теоремы, запрещающие динамо для стационарных магнитных полей

Пары полей  $(\mathbf{v}, \mathbf{H})$  со следующими характеристиками не могут являться решениями кинематической проблемы динамо при условии, что  $\partial \mathbf{H} / \partial t = 0$

Скорость $\mathbf{v}$	Магнитное поле $\mathbf{H}$	Ссылки
Произвольная	Осесимметричное	[47–49]
	Двумерное	[48, 132]
	Полоидальное	См. [43]
	Тороидальное	См. [43]
Направлена по радиусу и обращается в нуль на границе	Произвольное	[161]

Таблица 4.4

Теоремы, запрещающие динамо для нестационарных магнитных полей

Пары полей  $(\mathbf{v}, \mathbf{H})$  со следующими характеристиками не могут являться решениями кинематической проблемы динамо.

Поле скоростей $\mathbf{v}$	Магнитное поле $\mathbf{H}$	Ссылки
Тороидальное (в сфере)	Произвольное	[34, 48]
Осесимметричное	Осесимметричное	[4, 7, 18, 48]
Зависит только от $\sin m\varphi$ или $\cos m\varphi$ , где $\varphi$ — угол, отсчитываемый от оси симметрии $\mathbf{H}$	Приблизительно осесимметричное	[19, 186]
Малые скорости (магнитное число Рейнольдса для среднего потока $< 1$ )	Произвольное	[43, 185, 186]
Достаточно малые скорости деформаций $(\partial u_i / \partial x_j)$ слишком мало	"	[5, 43]
Произвольное поле скоростей в ограниченном идеально проводящем теле, находящемся в непроводящей среде	Поле распространяется за пределы проводника	[14, 130]

тем самым завершая цикл, с помощью которого энергия может передаваться полю. Этот второй этап цикла объяснить намного труднее. Часто принимают, что действие силы Лоренца направлено в основном

на ограничение дифференциального вращения, а не на подавление других движений, как это предполагается в некоторых современных динамических теориях. В настоящее время известно, что мелкомасштабные изменения скоростей (периодические движения или турбулентность) могут приводить к действию динамо, а возникающие мелкомасштабные изменения магнитного поля могут способствовать значительному возрастанию силы Лоренца. В дальнейшем Бусе [41] выдвинул предположение о том, что в ядре может не соблюдаться баланс между силами Кориолиса и Лоренца и что сила Кориолиса в большой степени уравнивается давлением. Эти доводы свидетельствуют против возможности существования в ядре сильного ( $\sim 100$  Гс) тороидального поля.

Было разработано также несколько удачных моделей динамо для осесимметричных движений. Первые модели такого типа принадлежат Тверскому [215] и Гаилитису [81]. Эти модели интересны тем, что при осесимметричном поле скоростей возникающее магнитное поле не обладает осевой симметрией. Таким образом, устраняются ограничения, налагаемые на симметрию теоремой Каулинга.

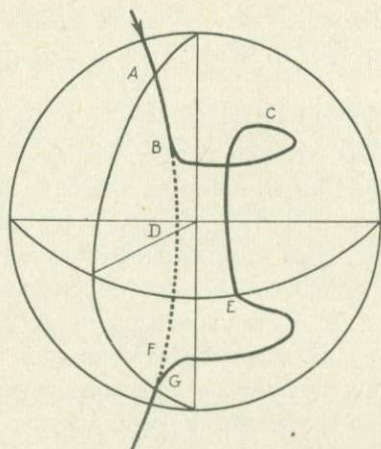
В 1958 г. были построены две модели динамо. Однако, хотя получены строгие математические решения, движения жидкости в обоих случаях крайне невероятны с физической точки зрения. При построении первой модели, принадлежащей Бэкусу [5], использовался тот факт, что естественное время затухания составляющих поля в неподвижном проводнике зависит от характерного масштаба длины изменения этих составляющих. Бэкус предложил модель, в которой короткие периоды сильных движений сменяются более продолжительными периодами, когда движения отсутствуют. В течение этих более длинных периодов все гармоники поля, за исключением самых низких порядков, имеющих наибольшую характерную длину, исчезают. В другие периоды движения жидкости усиливают эти гармоники и смешивают их в других направлениях. После нескольких повторений этого процесса происходит регенерация первоначального поля.

Вторая модель, принадлежащая Герценбергу [94], содержит помещенные в ядре две сферы, каждая из которых вращается вокруг фиксированной оси как твердое тело с постоянной угловой скоростью. Осесимметричная составляющая магнитного поля одной из сфер искривляется за счет вращения и создает тороидальное поле, величина которого оказывается достаточной для того, чтобы в другой сфере могло возникнуть магнитное поле. Осевая составляющая этого поля

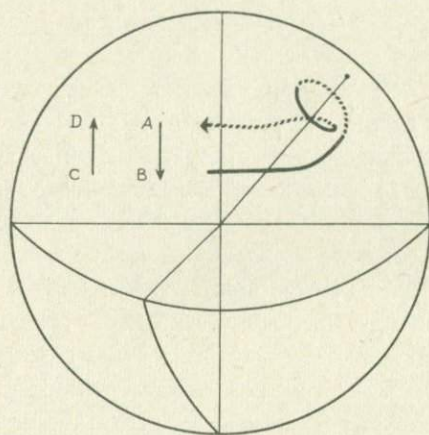
также изгибается и поддерживает поле в первой сфере. Если сферы вращаются достаточно быстро, то может быть достигнут установившийся режим.

Лоус и Уилкинсон [138] на основе теории Герценберга построили действующую модель эффективно-однородного самовозбуждающегося динамо. Для удобства они использовали вместо сфер два цилиндра, помещенные рядом таким образом, что их оси располагались под прямым углом друг к другу. При этом индуцированное в каждом цилиндре поле было направлено вдоль оси другого цилиндра. Если правильно выбрать направление вращения цилиндра, то любое поле, направленное вдоль оси одного цилиндра, будет приводить после двух стадий процесса индукции к возбуждению параллельного поля. В случае если скорости вращения достаточно велики, индуцированное поле будет больше, чем первоначально приложенное поле, которое теперь становится ненужным, и система становится самоподдерживающейся. Рикитаке и Хагивара [182] исследовали устойчивость динамо Герценберга и сделали вывод о неустойчивости этого механизма к малым возмущениям относительно установившегося состояния. Однако их анализ неприменим к Земле, поскольку численное интегрирование оказалось возможным выполнить лишь при таких значениях параметров, которые очень сильно отличаются от их значений для земного ядра.

Паркер [170] предложил модели другого типа, в которых поле скоростей имеет две составляющие, обусловленные вращением (порождающим тороидальное поле из полоидального) и конвекцией (создающей полоидальное поле из тороидального). Паркер предположил, что внутренний нагрев в быстро вращающейся жидкой сфере приводит к возникновению крупномасштабных асимметричных конвективных ячеек. В процессе циркуляции в этих ячейках жидкость поднимается и опускается, и закон сохранения момента количества движения приводит к неоднородному вращению жидкости; при этом области, расположенные дальше от оси, вращаются медленнее, чем области, расположенные ближе к оси вращения. Такой вращательный сдвиг будет вытягивать магнитные силовые линии, расположенные в меридиональной плоскости ( $ADG$  на рис. 4.8), создавая азимутальную составляющую поля ( $BC$  и  $EF$  на рис. 4.8). В конце концов развивающиеся магнитные напряжения станут достаточно большими и смогут уменьшить скорость относительного вращения; при этом изгибание магнитных силовых линий прекратится. Мощное тороидальное поле, возникающее при действии такого механизма, нельзя наблюдать



Р и с. 4.8. Генерация тороидальных компонент поля из полоидального поля: дифференциальное вращение вытягивает силовую линию полоидального поля  $ADG$ , создавая тороидальные компоненты  $BC$  и  $EF$  [76].



Р и с. 4.9. Генерация полоидальных компонент поля из тороидального поля [79]: конвективный подъем и изгибное движение за счет вращения сворачивают силовую линию тороидального поля в петлю (правая часть рисунка), которая содержит компоненты полоидального поля. Проекция этих компонент  $AB$  и  $CD$  на меридиональную плоскость изображены в левой части рисунка.

на поверхности сферы, так как оно не может проникнуть за пределы жидкости. Паркер предположил далее, что действие силы Кориолиса на конвективные ячейки создает круговые или изгибные движения в этих ячейках, до некоторой степени подобные круговым движениям

в атмосферных синоптических системах. Конвективная циркуляция и изгибание ячеек за счет вращательного сдвига превращают тороидальные силовые линии в петлю, изображенную на рис. 4.9. Эта петля содержит две новые полоидальные компоненты  $AB$  и  $CD$ , представляющие собой проекции полного вектора напряженности магнитного поля на меридиональную плоскость (слева на рис. 4.9). Паркер полагает, что при смещении составляющей  $CD$  наружу, а составляющей  $AB$  внутрь оказывается возможной регенерация первоначального полоидального поля.

### 4.3. Уравнения однородного динамо

Проблема однородного динамо включает в себя решение чрезвычайно сложной системы связанных уравнений в частных производных. Хорошее изложение вывода этих уравнений дано в книге П. Робертса [185]. Уравнения разделяются на четыре основные группы:

1. *Электродинамические уравнения*. Сюда относятся уравнения Максвелла, соотношения между различными электрическими и магнитными полями, закон Ома и преобразование, связывающее поля, наблюдаемые в одной системе отсчета, и поля, наблюдаемые в другой системе, движущейся относительно первой.

2. *Гидродинамические уравнения*. Это уравнения, выражающие закон сохранения массы и закон сохранения момента количества движения, а также уравнение, определяющее полный тензор напряжений.

3. *Термодинамические уравнения*. Сюда относятся постулат о локальном термодинамическом равновесии, уравнение теплопроводности и уравнение, определяющее вектор теплового потока. Вместе с уравнениями первых двух групп они полностью описывают изменение энергии в рассматриваемой системе.

4. *Граничные и начальные условия*. Эльзассер [77] с помощью метода размерности показал, что в геофизических и астрофизических задачах токи смещения и все чисто электростатические эффекты пренебрежимо малы, так же как и все релятивистские эффекты более высоких порядков, чем  $v/c$ , где  $v$  — скорость движения жидкости. Таким образом, уравнения электромагнитного поля (в системе СГСМ) — это обычные уравнения Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (4.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j}, \quad (4.2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (4.3)$$

где  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$  — векторы напряженности соответственно магнитного и электрического полей, а  $\mathbf{j}$  — плотность электрического тока. Будем считать, что магнитная проницаемость  $\mu$  и электропроводность  $\sigma$  — константы. Электродвижущая сила, вызывающая возникновение электрического тока, обуславливается как электрическими зарядами, так и явлением индукции в движущемся проводнике. Поэтому величина полного тока равна

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mu \mathbf{v} \times \mathbf{H}). \quad (4.4)$$

Применяя оператор  $\text{rot}$  к обеим частям уравнения (4.2) и используя (4.4) и (4.1), можно исключить  $\mathbf{E}$  и получить следующее уравнение:

$$\text{rot rot } \mathbf{H} = 4 \pi \mu \sigma \left( - \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \text{rot } \mathbf{v} \times \mathbf{H} \right). \quad (4.5)$$

Наконец, поскольку  $\text{rot rot } \mathbf{H} = \text{grad div } \mathbf{H} - \nabla^2 \mathbf{H} = -\nabla^2 \mathbf{H}$ , в силу уравнения (4.3) получаем

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}) + v_m \nabla^2 \mathbf{H}, \quad (4.6)$$

где  $v_m$  — коэффициент "магнитной диффузии":

$$v_m = 1/4 \pi \sigma \mu. \quad (4.7)$$

Уравнения (4.3) и (4.6) определяют соотношения между величинами  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{v}$ , которые должны выполняться из электродинамических соображений. Член  $\nabla^2 \mathbf{H}$  обусловлен затуханием поля. Для действия динамо необходимо, чтобы этот член был скомпенсирован членом  $\text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H})$ , описывающим взаимодействие поля скоростей и магнитного поля и препятствующим затуханию последнего.

Если вещество находится в покое, уравнение (4.6) переходит в соотношение, имеющее вид обычного уравнения диффузии:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = v_m \nabla^2 \mathbf{H}. \quad (4.8)$$

В этом случае поле как бы протекает через вещество от точки к точке. Из соображений размерности следует, что характерное время затухания поля имеет порядок величины  $L^2/v_m$ , где  $L$  — характерный размер области, в которой течет электрический ток. Для проводников, исследуемых в лабораторных условиях, это время оказывается очень малым — даже для медной сферы радиусом 1 м оно составля-

ет менее 10 с. Однако для проводников космических размеров оно может быть очень большим. По оценке Эльзассера [77], выполненной в предположении, что ядро Земли состоит из расплава Fe, характерное время свободного затухания геомагнитного поля составляет порядка 15 тыс. лет.

Другой предельный случай соответствует предположению о том, что вещество, находящееся в движении, обладает малым электрическим сопротивлением. Уравнение (4.6) в таком случае записывается следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}). \quad (4.9)$$

Это уравнение имеет вид уравнения вихря в гидродинамической теории идеальной жидкости, где показано, что вихревые линии движутся вместе с жидкостью. Поэтому если магнитное поле удовлетворяет уравнению (4.9), значит, поле изменяется так, как в случае, если бы магнитные силовые линии были "вморожены" в движущееся вещество.

Если в правой части (4.6) нельзя пренебречь ни одним из двух членов, то наблюдаются оба эффекта, т.е. магнитные силовые линии переносятся движущейся жидкостью и в то же время как бы протекают сквозь нее.

Если  $L$ ,  $T$  и  $V$  представляют собой оценки порядка величины характерного размера, времени и скорости, то перенос силовых линий будет преобладать над их течением сквозь вещество, если  $LV \gg v_m$ . Известно, что условие возникновения в жидкости турбулентных движений определяется достаточно большой величиной безразмерного числа Рейнольдса  $Re = LV/\nu$  ( $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости). По аналогии можно определить магнитное число Рейнольдса

$$Rm = LV/v_m. \quad (4.10)$$

Следовательно, условие преобладания переноса над течением магнитных силовых линий определяется неравенством  $Rm \gg 1$ . Это условие исключительно редко соблюдается в лабораторных опытах. Однако для космических тел вследствие огромных значений  $L$  оно может без труда выполняться. Таким образом, в лабораторных условиях силовые линии легко протекают сквозь вещество; напротив, в телах космических размеров течение силовых линий оказывается очень медленным и можно считать, что силовые линии практически "вморожены" в вещество.

К уравнениям электромагнитного поля необходимо добавить гидродинамическое уравнение, описывающее движение жидкости в земном ядре (уравнение Навье – Стокса), и уравнение неразрывности, которое в случае несжимаемой жидкости (когда скорость течения  $\mathbf{v}$  в ядре намного меньше скорости звука) записывается в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \quad (4.11)$$

Уравнение Навье – Стокса имеет вид

$$\begin{aligned} \rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}) - \nu \nabla^2 \mathbf{v} \right\} - \frac{\mu}{4\pi} \operatorname{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{H} = \\ = -\nabla p + \rho \nabla W, \end{aligned} \quad (4.12)$$

где  $\mathbf{v}$  – скорость жидкости в системе координат, вращающейся с угловой скоростью  $\boldsymbol{\Omega}$ ;  $p$  – давление;  $W$  – гравитационный потенциал, в который включена центробежная сила;  $\rho$  – плотность и  $\nu$  – кинематическая вязкость. Уравнения (4.6) и (4.12) содержат только векторы  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$  и являются основными уравнениями магнитной гидродинамики.

Из-за сложности уравнений, описывающих магнитогидродинамические условия в земном ядре, усилия исследователей были направлены в основном на поиски решений уравнений Максвелла для заданных распределений скоростей. Такой подход составляет линейную кинематическую проблему динамо, явившуюся предметом многочисленных исследований. Разложение в ряд по сферическим гармоникам сводит уравнение (4.6) к бесконечной системе дифференциальных уравнений, содержащих радиальные функции для каждой гармоники, их первые и вторые производные по радиусу и первые производные по времени. При заданном наборе начальных условий эту систему в принципе можно проинтегрировать по времени. Однако в этом направлении было достигнуто мало успехов, и большинство исследователей обратились к нахождению установившихся решений, полагая  $\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0$ . В 1954 г.

Буллард и Геллман получили установившиеся решения, аппроксимировав радиальные изменения величин конечными разностями первого порядка. После обрезания ряда остается алгебраическая задача нахождения собственных значений  $R_m$ . Основная трудность заключается в получении сходящихся решений, когда необходимо учитывать достаточно большое число членов ряда. Буллард и Геллман [34] выбрали скорости в виде суммы функций, соответствующих дифферен-

циальному вращению  $T_1$  и полоидальному конвективному движению  $P_2^c$ , и получили установившиеся решения, которые казались вполне удовлетворительными. Однако с помощью более мощных вычислительных машин Гибсон и П. Робертс [85] показали, что в действительности эти решения не сходятся. Объяснение причин ошибочности модели Булларда—Геллмана можно найти в работах Брагинского [18, 19].

Брагинский рассмотрел задачу о генерации магнитного поля в жидкости с заданным полем скоростей, которое в основном является тороидальным и осесимметричным, но содержит также малую асимметричную составляющую. Он показал, что при определенных ограничениях (в первую очередь при достаточно больших значениях магнитного числа Рейнольдса) необходимым условием для действия динамо является одновременное присутствие в фурье-разложении асимметричной составляющей поля скоростей членов  $\sin m\varphi$  и  $\cos m\varphi$  ( $\varphi$  — азимутальный угол в сферической системе координат  $r, \theta, \varphi$ ). Если один из этих членов отсутствует, то действие динамо невозможно. Буллард и Геллман использовали распределение скоростей, содержавшее только член  $\cos 2\varphi$  (член  $\sin 2\varphi$  отсутствовал), что может служить причиной ошибочности их модели. Лилли [131] добавил к этому распределению скоростей член  $\sin 2\varphi$ , т.е. он предположил, что поле скоростей имеет вид

$$\mathbf{v} = T_1 + P_2^c + P_2^s,$$

и показал, что сходимость решения оказывается намного более быстрой, чем у решения Булларда и Геллмана. Однако дальнейшие работы в этом направлении показали, что сходимость решения Лилли все же неудовлетворительна [88, 189]. Губбинс [88] безуспешно пытался найти решение задачи с помощью модификации поля скоростей, предложенного Лилли. Ошибочность модели Лилли может объясняться тем, что для нее может не существовать установившихся решений. Поле скоростей у Лилли содержит отличную от нуля составляющую углового вращения, и поле может испытывать вращение. При наличии вращающегося поля установившееся решение, соответствующее задаче на собственные значения, может не существовать.

Г. Робертс (см. [188]) впервые получил удовлетворительные численные данные о действии динамо в шаре. Решение задачи оказалось возможным благодаря тому, что было выбрано осесимметричное распределение скоростей, при котором решения уравнения индукции, пропорциональные  $e^{im\varphi}$ , оказываются несвязанными. Г. Робертс

рассмотрел случай  $m = 1$  и провел вычисления по существу для двумерной задачи. В своем анализе он использовал не разложение по сферическим гармоникам, а метод конечных разностей. Губбинс [87, 88] и Фрейзер [78] также исследовали течения, сходные с течениями в модели Робертса, с помощью разложения Булларда – Геллмана. В частности, Губбинс [88] получил достаточно хорошо сходящееся решение, обеспечивающее действие динамо. П. Робертс и Кумар (см. [157]) сообщили о том, что для поля скоростей вида

$$\mathbf{v} = \mathbf{T}_1^0 + \mathbf{P}_2^0 + \mathbf{P}_2^{2s} + \mathbf{T}_3^{2s}$$

решение, по-видимому, сходится. Если удастся достаточно убедительно показать сходимость решения, эта модель будет первой реалистичной трехмерной моделью динамо.

Г. Робертс [183, 184] исследовал также механизм динамо в неограниченных жидких сферах. В частности, он показал, что "почти все" пространственно-периодические движения в неограниченном проводнике приводят к действию динамо. Эти динамо замечательны тем, что, хотя движения могут распространяться на бесконечность, поле локализуется в ограниченном объеме. Таким образом, магнитное поле в отличие от поля скоростей не обнаруживает пространственной периодичности. Истинное значение этих интересных и неожиданных результатов не ясно до сих пор. Чайлдрессу [42 – 44] удалось показать, что периодические движения, обуславливающие действие динамо в неограниченном проводнике, сохраняют это свойство и в том случае, когда область движения ограничивается с помощью "обрезающей функции" конечным сферическим объемом.

#### 4.4. Модели турбулентного динамо

Большинство рассмотренных выше моделей динамо основано на предположении о существовании в жидком ядре крупномасштабных течений, т.е. движений, для которых характерный линейный масштаб изменения поля скоростей сравним по порядку величины с радиусом ядра. В начале 50-х годов было предпринято несколько попыток построить модель, в которой действие динамо вызывается турбулентными (т.е. случайными и мелкомасштабными) движениями в жидкости. В последних работах, по-видимому, преодолены многие трудности, с которыми сталкивались первые исследователи. Современная теория, названная электродинамикой среднего поля, была развита

независимо Моффетом [155] и Краузе, Редлером и Штеенбеком. П. Робертс и Стикс [190] перевели на английский язык основные работы немецкой школы по турбулентному динамо. Эти исследования выйдут далеко за пределы теории земного динамо и имеют большое значение для всей космической электродинамики.

В моделях турбулентного динамо скорость  $\mathbf{v}$  и напряженность магнитного поля  $\mathbf{H}$  представляют в виде суммы среднего статистического значения и флуктуирующей добавки. Предполагается, что характерный масштаб  $L$  изменения средних величин  $\bar{\mathbf{v}}$  и  $\bar{\mathbf{H}}$  много больше характерного масштаба  $l$  изменения флуктуирующих полей  $\mathbf{v}'$  и  $\mathbf{H}'$  (средние статистические значения флуктуирующих полей равны нулю) и  $L \gg l$ .

Статистическое усреднение закона Ома для движущейся среды, т.е. усреднение уравнения (4.4), приводит к следующему уравнению:

$$\bar{\mathbf{j}} = \sigma (\bar{\mathbf{E}} + \mu \bar{\mathbf{v}} \times \bar{\mathbf{H}} + \mu \overline{\mathbf{v}' \times \mathbf{H}'}). \quad (4.13)$$

Это уравнение содержит дополнительную электродвижущую силу  $\mu \overline{[\mathbf{v}' \mathbf{H}']}$ . Если ее можно представить в виде функционала от средних полей  $\bar{\mathbf{v}}$  и  $\bar{\mathbf{H}}$ , то кинематическая задача турбулентного динамо становится замкнутой. Значительные усилия исследователей сконцентрировались на получении простых выражений для  $\overline{[\mathbf{v}' \mathbf{H}]}$ . Паркер [170] высказал предположение, что

$$\overline{\mathbf{v}' \times \mathbf{H}'} = \alpha \bar{\mathbf{H}}.$$

Штеенбек и Краузе [209] назвали это равенство  $\alpha$ -эффектом. К настоящему времени исследовано несколько удачных моделей, основанных на  $\alpha$ -эффекте как в случае, когда  $\bar{\mathbf{v}} = 0$ , так и при  $\bar{\mathbf{v}} \neq 0$ .

Если турбулентность изотропна и однородна, то ее статистические характеристики не меняются при любом преобразовании симметрии. Другими словами, перемещение и поворот осей координат, так же как и преобразование, заключающееся в зеркальном отображении системы, не изменяют вида математического описания турбулентного поля скоростей. В этом случае критический тензор\* равен нулю и поэтому в среднем электромагнитная индукция отсутствует, т.е. изотропная турбулентность не может поддерживать крупномасштабное магнитное поле с помощью механизма динамо.

Однако если не требовать выполнения условия зеркальной симметрии, то компоненты критического тензора станут отличными от

\*  $\mathbf{v}'$  и  $\mathbf{H}'$  можно представить в виде интеграла Фурье, в который входит критический тензор (или матрица), определяемый спектром кинетической энергии турбулентных движений.

нуля, и в этом случае турбулентность должна обуславливать существование крупномасштабного магнитного поля. Поле может поддерживаться за счет такой турбулентности, причем скорость генерации поля зависит от величины, названной Моффетом спиральностью и определяемой как  $\overline{\mathbf{v}' \cdot \text{rot } \mathbf{v}'}$  (черта, как и раньше, означает усреднение). Чтобы понять смысл "спиральности", представим себе турбулентное течение в виде объема, содержащего большое число случайным образом ориентированных винтов. Пусть кромка резьбы каждого винта представляет собой путь движущегося элемента жидкости в течение короткого отрезка времени; тогда жидкость в целом будет обладать нулевой спиральностью, если в данном объеме содержится одинаковое число винтов с левосторонней и правосторонней резьбой. В таком случае, рассматривая жидкость или предложенную выше механическую модель через зеркало, мы не обнаружим изменений средних характеристик этих систем: турбулентность с нулевой спиральностью обладает зеркальной симметрией. С другой стороны, если в рассматриваемом объеме число винтов с правосторонней резьбой будет больше, чем с левосторонней (или наоборот), спиральность будет отличной от нуля. Рассматривая нашу систему через зеркало, мы обнаружим отчетливое изменение ее средних характеристик, обусловленное заменой избытка правосторонних винтов на избыток левосторонних (или наоборот). Таким образом, спиральность является мерой нарушения зеркальной симметрии турбулентных движений. Именно при отсутствии зеркальной симметрии турбулентность может приводить к действию динамо. Моффет [156] развил далее этот подход, включив в него уравнения движения, приводящие к построению полной динамической теории.

#### 4.5. Обращения геомагнитного поля

Одним из наиболее интересных результатов палеомагнитных исследований явилось обнаружение во многих изверженных породах остаточной намагниченности, направленной почти противоположно вектору напряженности современного магнитного поля. Обратную намагниченность впервые обнаружил в 1906 г. Брюнес в лаве из Центрального массива во Франции; с тех пор подобные образцы были найдены почти во всех частях света. Установлено, что примерно половина всех измеренных образцов пород обладает нормальной намагниченностью, а другая половина — обратной. Дэгли и др. [66] провели

обширные палеомагнитные исследования в Восточной Исландии, отобрав образцы приблизительно из 900 отдельных лавовых потоков, перекрывающих друг друга. Направление намагниченности было определено более чем в 2000 образцов, характеризующих отдельные лавовые потоки, возраст которых лежит в пределах интервала 20 млн. лет. Было установлено существование по меньшей мере 61 периода постоянной полярности или 60 случаев полного изменения полярности остаточной намагниченности, что соответствует минимальной средней скорости 3 обращения за 1 млн. лет.

Априори не ясно, почему магнитное поле Земли должно иметь определенную полярность. Не имеется также принципиальных доводов в пользу того, что полярность магнитного поля не должна изменяться. Легко видеть, что динамо может создавать поле любого направления. Уравнение (4.6) линейно и однородно относительно напряженности поля, а уравнение (4.12) неоднородно и содержит квадратичную нелинейность. Поэтому если данное поле скоростей генерирует постоянное или меняющееся магнитное поле, то оно может генерировать и поле обратной полярности, так как силы, приводящие в действие динамо, будут теми же самыми. Но эти соображения лишь указывают на то, что поле обратной полярности удовлетворяет уравнениям, но не доказывают, что обращения магнитного поля должны происходить в действительности. Возможно, существуют определенные физические и химические процессы, при которых вещество может приобрести намагниченность в направлении, противоположном направлению существующего поля. Неель [162, 163] показал, что с теоретической точки зрения возможны четыре механизма обращения. В течение двух лет было установлено существование двух из них. Один механизм был обнаружен Гортером в искусственном веществе в лабораторных условиях (хотя естественных пород с таким механизмом обращения не найдено), другой — Нагатой в дацитовой пемзе вулкана Гаруна в Японии. Однако подавляющее большинство изверженных пород, обнаруживающих обратную намагниченность, в отличие от пемзы Гаруна не проявляют этого свойства в лабораторных условиях.

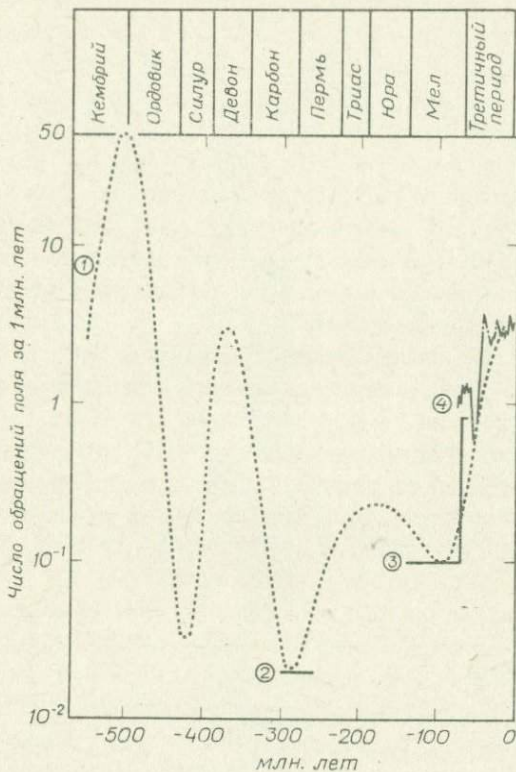
Чтобы доказать, что образец породы, обладающий обратной намагниченностью, приобрел ее в период обращения магнитного поля Земли, необходимо показать, что обратная намагниченность не могла возникнуть в данном образце вследствие тех или иных физико-химических процессов. Однако это почти невозможно сделать, поскольку такие процессы вполне могли происходить после первичного намагни-

чивания или во время лабораторных исследований. Более определенные результаты можно получить только с помощью корреляции данных по разнообразным породам, относящимся к различным географическим областям, и статистического анализа соотношения между полярностью намагниченности и другими физическими и химическими свойствами образца породы.

Характерные изменения полярности намагниченности, наблюдаемые в изверженных породах, были обнаружены и в глубоководных осадках (см., например, [167]). Трудно найти две породы, сильнее отличающиеся друг от друга как по составу, так и по генезису, чем лавы Калифорнии и пелагические осадки Тихого океана. Лавы излились из вулканов в виде горячих расплавов и намагнитились в поле Земли при охлаждении; в противоположность этому океанические осадки аккумулировались зерно к зерну при медленной седиментации и осаждении продуктов химических реакций в холодных глубинах океана. Если этим двум породам свойственны одни и те же обращения намагниченности, то эти обращения должны быть обусловлены внешним воздействием на обе породы и не могут вызываться последовательными синхронными изменениями в породах. Имеющиеся данные, по-видимому, неопровержимо свидетельствуют о том, что изменения полярности намагниченности вызваны обращениями геомагнитного поля.

Обращения поля происходили в докембрии и наблюдались во все последующие геологические периоды. Мы не располагаем данными о том, что периоды времени, когда поле имело тот или иной знак, были систематически длинее или короче тех периодов, когда поле имело противоположный знак. Однако на протяжении почти всего Киамана, периода длительностью 60 млн. лет в пределах верхнего карбона и перми (т.е. примерно 235–290 млн. лет назад), геомагнитное поле имело обратную полярность. До самого последнего времени в пределах Киамана не было обнаружено ни одного интервала с нормальным магнитным полем.

Обращения геомагнитного поля происходят крайне нерегулярным образом и поэтому часто моделируются нестационарным случайным процессом. На рис. 4.10 показано изменение частоты обращений геомагнитного поля со временем. Кривая, изображенная пунктиром, взята из работы Макелини [153], который построил зависимость доли "смешанных" состояний намагниченности (когда в одном и том же объеме породы обнаружена и нормальная и обратная намагниченность)



Р и с. 4.10. Скорость обращения геомагнитного поля в зависимости от времени. 1 — кривая, взятая из работы Макелини [153] (построенный Макелини график зависимости доли "смешанных" состояний намагниченности от возраста породы приблизительно интерпретируется как график зависимости логарифма скорости обращений от времени); 2 — Киаман, период спокойного геомагнитного поля (приблизительно одно обращение поля в 50 млн. лет); 3 — данные, полученные Хелсли и Стейнером [93]; 4 — данные Хейртцлера и др. [91], полученные при изучении магнитных аномалий океанического дна. На графике показаны средние значения числа обращений за 10 млн. лет, построенные с интервалом в 1 млн. лет.

пород от их возраста. Эта кривая, являясь очень грубым приближением, тем не менее служит иллюстрацией нестационарного характера процесса обращения. Результаты детальных исследований Хейртцлера и др. [91] и Хелсли и Стейнера [93] нанесены в правой части рис. 4.10. Эти данные указывают на то, что изменения частоты обращений геомагнитного поля, вероятно, оказываются прерывистыми

в использованной временной шкале. Резкие скачки частоты обращений поля относятся к временам около 50 и 72 млн. лет назад.

Другие данные, не показанные на рис. 4.10, свидетельствуют о том, что нестационарный характер был присущ процессам обращения геомагнитного поля в течение значительно больших интервалов времени, чем показано на рисунке. По данным Рейда [177], а также А.Д. Стюарта и Ирвинга [211], скорости обращения поля в докембрии менялись почти так же, как и в фанерозое (интервал времени, показанный на рис. 4.10). Согласно Рейду, приблизительно 1800 млн. лет назад в течение интервала времени продолжительностью 60 млн. лет скорость обращений поля изменилась от 0,4 за 1 млн. лет до 1,1 за 1 млн. лет [177]. По данным Стюарта и Ирвинга, частота обращений магнитного поля Земли составляла менее 0,1 за 1 млн. лет 990 млн. лет назад и более 1 за 1 млн. лет 790 млн. лет назад. Со времени построения кривых, изображенных на рис. 4.10, опубликованы две работы, указывающие на то, что пик в области юры и триаса несколько занижен. В работе Фогта и др. [222] описано 41 обращение поля в интервале времени 150 – 135 млн. лет назад; при этом средняя скорость обращений поля составляла в верхней юре 2,7 за 1 млн. лет. Хелсли [92] установил, что в триасовом периоде произошло по меньшей мере 23 обращения поля и средняя скорость обращений в интервале времени 225 – 190 млн. лет назад превышала 0,7 за 1 млн. лет.

Детальные палеомагнитные исследования пород более молодого возраста показали, что временной интервал между обращениями поля изменяется в широких пределах – от 30 тыс. лет до 30 млн. лет [12, 32, 91]. В течение последних нескольких миллионов лет обращения поля происходили с интервалом приблизительно 200 – 300 тыс. лет. Обращения, происходившие в течение последних 3,6 млн. лет, группируются в четыре основные последовательности. Соответствующие этим последовательностям интервалы времени составляют четыре эпохи геомагнитной полярности, названные Коксом и др. [54] по именам тех ученых, которые внесли большой вклад в изучение магнитного поля Земли. Внутри каждой из этих эпох полярность магнитного поля испытывала краткие флуктуации, продолжительность которых на порядок меньше продолжительности эпох. Эти интервалы времени составляют эпизоды полярности, которые получили свои названия по местностям, в которых они были впервые выявлены (рис. 4.11).

Нескольким исследователям удалось проследить изменение геомагнитного поля в период смены полярности (см., например, [223, 224]). Оказалось, что в процессе обращения интенсивность поля в

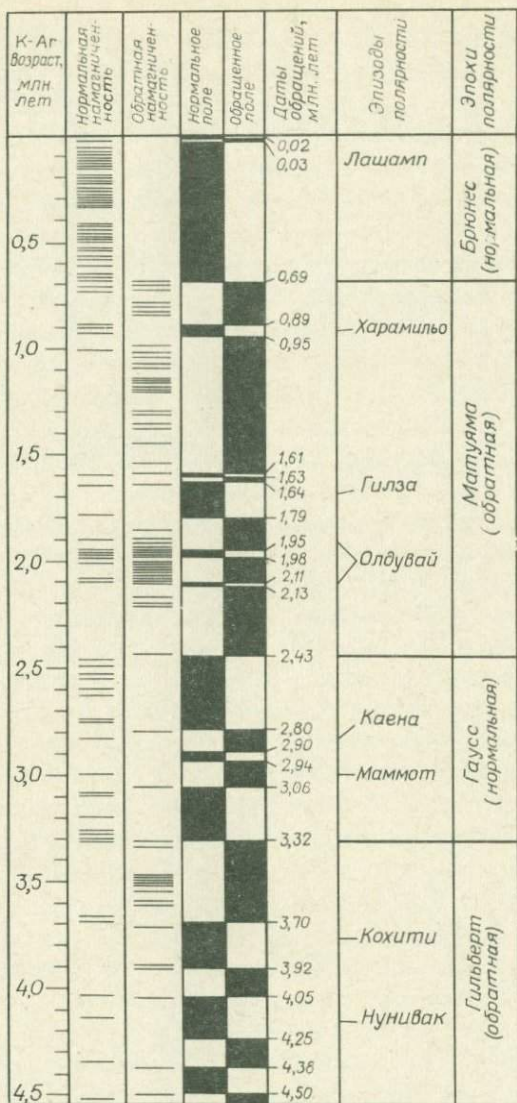


Рис. 4.11. Хронологическая шкала обращений геомагнитного поля [51]. Короткие горизонтальные отрезки указывают возраст, определенный калий-аргоновым методом, и полярность (нормальную или обратную) намагниченности вулканических пород. Интервалы времени с нормальной полярностью зачернены в столбце "Нормальное поле", а интервалы времени с обратной полярностью зачернены в столбце "Обращенное поле". Продолжительность эпизодов полярности установлена частично с помощью палеомагнитных исследований осадочных пород и частично с помощью профильной магнитной съемки.

течение первых нескольких тысячелетий уменьшается в 3 — 4 раза; при этом направление поля сохраняется. Затем магнитный вектор обычно испытывает несколько качаний с амплитудой  $30^\circ$ , предшествующих полному повороту вектора, который происходит произвольным образом. Во время качаний и поворота магнитного вектора его модуль сохраняет уменьшенное значение, а восстановление нормальной напряженности поля происходит позднее. Не ясно, является ли поле в период изменения полярности дипольным. По-видимому, отсутствуют как предвестники обращения, так и характерные особенности поля, которые указывали бы на то, что обращение уже произошло. Детальное описание процесса обращения геомагнитного поля дали Данн и др. [72]. Они обнаружили, что напряженность поля уменьшается приблизительно в 10 раз до того, как происходит какое бы то ни было изменение направления поля, и возвращается к своему нормальному значению лишь после того, как полностью произойдет изменение полярности поля. Согласно полученным оценкам, для изменения направления поля требуется 1 — 4 тыс. лет, тогда как изменение напряженности происходит за 10 тыс. лет.

Опдайк и др. [168] получили прямо противоположные результаты относительно характера изменения магнитного поля в период обращения. Они произвели измерения намагниченности в колонке глубоководных осадков, полученных из областей с высокой скоростью осаждения. На рис. 4.12 показаны изменения основных магнитных характеристик пород, слагающих колонку, в зависимости от глубины залегания. До глубины  $\sim 460$  см осадки обладают обратной намагниченностью. Нормальная намагниченность в интервале глубин 460 — 940 см сменяется обширной областью обратной намагниченности, простирающейся вплоть до глубины  $\sim 2250$  см, на которой происходит следующая смена полярности. Остальная часть колонки обладает нормальной намагниченностью. Авторы работы [168] отождествили интервал нормальной намагниченности между отметками 460 и 930 см с эпизодом Харамильо. По оценке Опдайка [165], при средней скорости седиментации 8,6 см в 1000 лет продолжительность Харамильо составляла 56 тыс. лет. Высокая скорость седиментации позволила обнаружить в пределах каждого перехода промежуточные направления намагниченности, а также резкое уменьшение ее интенсивности. Изменения магнитного поля в процессе его обращения в нижнем Харамильо подробно показаны на рис. 4.13 с растянутой шкалой глубин. Из рисунков следует, что резкое уменьшение интенсивности намагниченности совпадает по времени с началом изменения его направления,

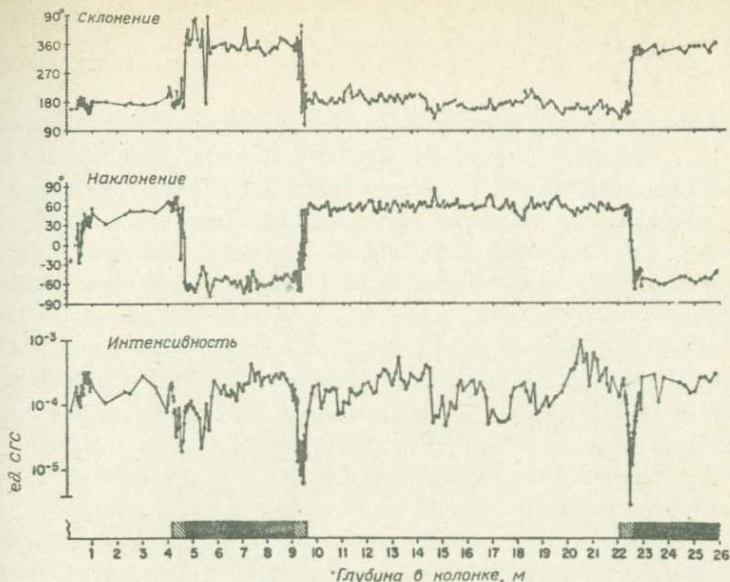


Рис. 4.12. Изменение с глубиной склонения, наклона и интенсивности естественной остаточной намагниченности в колонке глубоководных осадков, образовавшихся в условиях высокой скорости седиментации [168]. Интерпретация данных по направлению намагниченности схематически показана на поперечной шкале в нижней части рисунка: зачерненные участки шкалы соответствуют нормальному, светлые — обратному и заштрихованные — промежуточному направлению намагниченности.

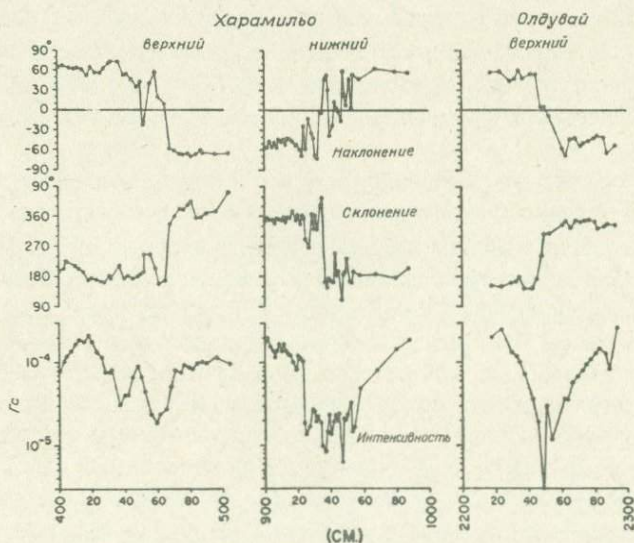


Рис. 4.13. Изменения наклона, склонения и интенсивности естественной остаточной намагниченности в периоды изменений полярности поля в верхнем и нижнем Харамильо и верхнем Олдувае [168].

что прямо противоположно более ранним представлениям. Интервал времени, в течение которого происходит изменение направления и интенсивности намагниченности, составляет  $\sim 4600$  лет. Этот вывод также противоречит результатам работы Данна и др. [72], авторы которой нашли, что изменение направления магнитного вектора происходит приблизительно за 4000 лет, а сопутствующее ему изменение напряженности поля занимает интервал времени продолжительностью около 10 000 лет. Из рис. 4.13 видно, что в процессе изменения полярности напряженность поля испытывала три цикла изменений с периодами  $\sim 1400$  лет. Изменения склонения и наклонения имеют сходную периодичность. Период указанных изменений близок к периоду, обычно связанному с вековыми вариациями недипольного поля. Это поддерживает гипотезу о малой напряженности дипольного поля в переходный период, когда она становится сравнимой с напряженностью недипольного поля.

Опдайку с соавторами удалось проследить за движением геомагнитного полюса в период обращения. На рис. 4.14 показано движение геомагнитного полюса во время обращений поля в верхнем и нижнем Харамильо. При обращении поля в нижнем Харамильо траектория точки, изображающей положение геомагнитного полюса, сначала поворачивается в направлении по часовой стрелке, а затем делает петлю в области южного географического полюса в направлении против часовой стрелки. Потом геомагнитный полюс переходит в северное полушарие, описывая до возвращения в устойчивое положение петлю в направлении по часовой стрелке. Прохождение полюса по указанным трем петлям сопровождается описанным выше изменением напряженности поля.

Крир и Испир [58] предположили, что в период изменения полярности поле сохраняет дипольный характер и что путь оси диполя из одного полушария в другое проходит через Индийский океан. Ни одна из траекторий движения геомагнитных полюсов во время обращений, прослеженных Опдайком с соавторами, не проходит через Индийский океан — на самом деле при трех обращениях движение полюса происходило в различных меридиональных квадрантах. Следовательно, эти данные не подтверждают модели опрокидывающегося диполя, а скорее свидетельствуют о том, что напряженность дипольного поля быстро уменьшалась до малой, но отличной от нуля величины, и тогда недипольное поле могло стать преобладающим. Это находит свое отражение и в петлеобразных движениях геомагнитного полюса вокруг оси вращения, показанных на рис. 4.14. Движение геомагнитных полюсов происходило как по часовой стрелке, так и против нее; при этом мог

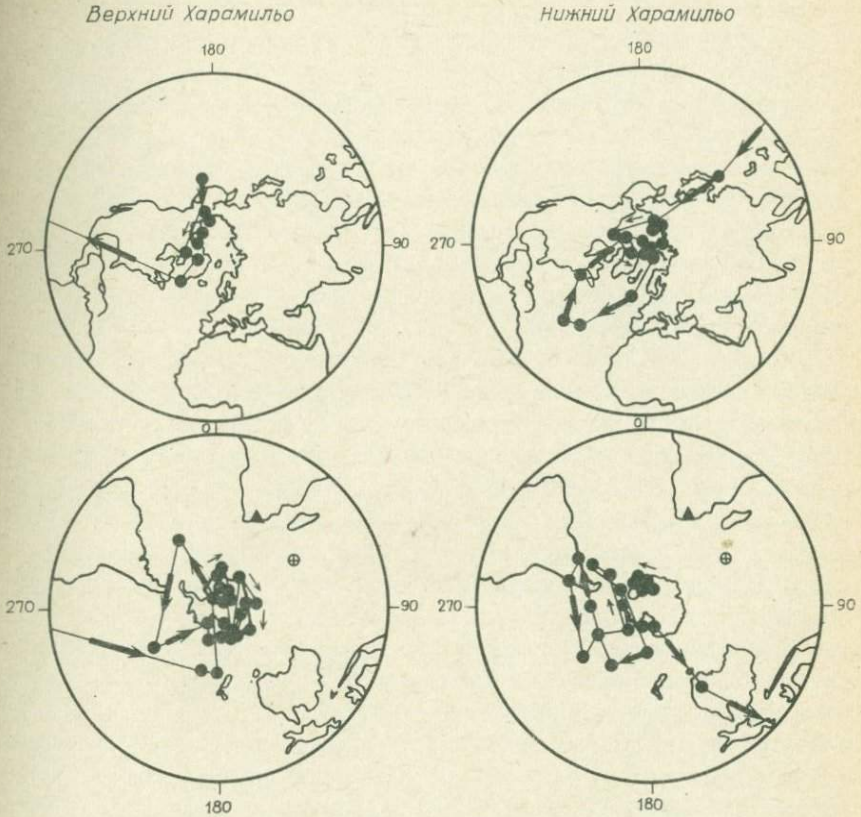


Рис. 4.14. Положения геомагнитного полюса в периоды изменения полярности поля в верхнем и нижнем Харамильо [168]. Вычислены методом подбора по измеренным направлениям намагниченности, оставшейся после магнитной чистки образцов. Круговые сечения изображают земное ядро. Положение полюса, соответствующее промежуточному направлению намагниченности пород из залива Харамильо, Нью-Мексико, датируемых временем 0,86 млн. лет [69], показано зачерненным треугольником.

осуществляться как западный, так и восточный дрейф недипольного поля [203].

Выводы о восточном и западном дрейфе недипольного поля были сделаны в результате интерпретации петлеобразных движений геомагнитных полюсов; определение этих движений производилось по изменениям полярности намагниченности миоценовых пород в горах Стинс [224] и осадочных пород озера Уиндермир, возраст которых лежит

в пределах 10 тыс. лет [59]. Хотя отклонения геомагнитных полюсов от оси вращения оказываются достаточно большими, они очень редко достигают экваториальных широт. Это может указывать на то, что дипольное поле, хотя и сильно уменьшается в процессе перехода, тем не менее остается достаточно сильным для удержания геомагнитных полюсов в средних и высоких широтах. Во время обращения поля в нижнем Харамилье перемещение геомагнитного полюса из южного полушария в северное произошло в конце вторых 1400 лет цикла, когда напряженность достигла минимума. В этот момент дипольное поле должно было очень быстро (за время порядка нескольких сотен лет) изменить свою полярность.

Яскава [227] сообщил о результатах палеомагнитных исследований 200-метровой колонки осадков, взятых из озера Бива, Япония. Согласно оценкам, скорость седиментации оказывается в несколько сотен раз большей, чем скорость накопления осадков на дне глубоководных морей, что обеспечивает получение более точной и подробной информации о временных вариациях геомагнитного поля. Было установлено, что в пределах современной эпохи нормальной полярности (эпохи Брюнес) существовало по меньшей мере три коротких эпизода обращенного поля, относящихся ко времени 90 – 100 тыс. лет назад. Эти обращения вполне могли сопровождаться перемещениями геомагнитных полюсов. Барбетти и Макелинни [10] получили данные о перемещении геомагнитных полюсов из анализа остатков древних очагов в Австралии. Путь полюса оказался сходным с траекторией, построенной по результатам исследования осадков из озера Бива, однако перемещения полюса по австралийским и японским данным датируются различными временами.

В работе Каваи и др. [122] по колонке осадков, отобранной в северной части бассейна Тихого океана, исследовано изменение во времени геомагнитного поля в течение эпохи Матугама (эпоха обратной полярности). Изменение склонения с глубиной в интервале 25 – 197 см показано на рис. 4.15. На глубинах выше 52 см склонение большей частью оказывается нормальным и направление намагниченности совпадает с направлением напряженности современного магнитного поля. Однако и в этом интервале глубин обнаруживается по меньшей мере пять промежутков с почти антипараллельным склонением; по-видимому, интервалы времени, соответствующие этим состояниям поля, были очень короткими. На глубине 52 см происходит внезапное изменение склонения, соответствующее обращению поля; эти значения склонения продолжают до глубины 74 см. Граница, разделяющая



Рис. 4.15. Изменение с глубиной магнитного склонения в колонке осадков из северной части бассейна Тихого океана. На рисунке видны колебания поля в эпоху Матуяма [122].

области нормальной и обратной намагниченности, выражена чрезвычайно резко: обращение намагниченности происходит в слое толщиной 1 мм. Это позволяет считать, что процессе обращения поля занял намного более короткий промежуток времени, чем обычно предполагаемый интервал длительностью 4000 лет.

В интервалах глубин 52 – 87 и 124 – 142 см склонение остается исключительно постоянным, за исключением двух резких переходов в начале и конце Харамильо. В работе Каваи и др. [122] интервалам времени, соответствующим указанным диапазонам глубин, дано общее название "спокойный период эпохи Матуяма". В течение остальной части эпохи Матуяма происходили сильные осцилляции магнитного поля, хотя общая продолжительность интервалов времени с обратной полярностью магнитного поля намного превышала продолжительность интервалов с нормальной полярностью. Этот этап эпохи Матуяма назван в работе [122] "осциллирующий период эпохи Матуяма". Каваи с соавторами провел детальное исследование границы между эпохами Брюнес и Матуяма. Они установили, что любому изменению направления поля предшествовало уменьшение его напряженности до одной четвертой от его прежней величины. Затем начинает уменьшаться наклонение поля, а склонение пока не изменяется. Период минимальной напряженности поля длится около 500 лет, тогда как изменение склонения происходит приблизительно на 2000 лет позднее. Каваи с соавторами выдвинул предположение о том, что, начиная с момента

уменьшения интенсивности поля, может создаваться новое поле противоположной полярности и что оба поля могут сосуществовать на протяжении длительного времени. "Спокойный период эпохи Матуяма" мог быть обусловлен наложением двух антипараллельных полоидальных полей приблизительно равной напряженности. В таком случае "осциллирующий период эпохи Матуяма" мог явиться результатом нарушения равновесия между этими полями, когда величина напряженности одного из полей начала флуктуировать относительно напряженности другого.

Стейнхаузер и Винсенц [210] использовали данные по 23 обращениям поля в интервале времени от современного периода до верхнего мезозоя для изучения поведения геомагнитного поля в период изменения его полярности. В частности, они исследовали распределение по долготе и широте палеомагнитных полюсов в период изменения полярности поля. Они получили две меридиональные полосы, внутри которых преимущественно осуществлялся переход полюсов из одного полушария в другое. Центральные линии этих полос лежат на плоскостях, проходящих через точки с координатами  $40^\circ$  в.д. —  $140^\circ$  з.д. и  $120^\circ$  в.д. —  $60^\circ$  з.д. Указанные полосы разделены широкими областями, через которые полюса не проходят. Эти области лежат в интервалах долгот  $6^\circ$  в.д. —  $35^\circ$  з.д. и  $85^\circ$  в.д. —  $70^\circ$  з.д. Меридиональная полоса преимущественных переходов, проходящая через  $40^\circ$  в.д. —  $140^\circ$  з.д., согласуется с результатами Крира [57], который, используя данные по 12 обращениям поля, нашел, что усредненная траектория полюса располагается в плоскости, проходящей через точки с координатами  $60^\circ$  в.д. —  $120^\circ$  з.д. Как уже упоминалось в разд. 4.1, Доэлл и Кокс [70] установили, что вековые вариации в центральной части Тихого океана, по крайней мере на протяжении последнего миллиона лет, оказываются очень плавными, и предположили, что недипольная составляющая главного магнитного поля в этом районе очень мала. Важно отметить, что центральная часть Тихого океана лежит внутри зоны смены полярности в интервале долгот  $145^\circ$  в.д. —  $174^\circ$  з.д., т.е. внутри полосы, образованной дугами большого круга, проходящими через точки с долготами  $6^\circ$  в.д. и  $35^\circ$  з.д.

Стейнхаузер и Винсенц исследовали также распределение палеополюсов по широте в периоды обращения поля. Они установили, что распределение имеет U-образный вид, соответствующий уменьшению числа наблюдаемых полюсов с уменьшением широты. Авторы расценили этот результат как отражение ускоренного движения оси диполя в экваториальной области — согласно полученным ими оценкам, в эк-

ваториальных широтах ось диполя движется в 3,4 раза быстрее, чем в сороковых широтах. В противоположность этому недипольное поле должно обнаруживать случайное широтное распределение полюсов. Далее, Стейнхаузер и Винсенц нашли, что дипольный момент уменьшается по величине приблизительно на порядок за промежуток времени, составляющий всего лишь 12% от общей длительности переходного периода, а на протяжении  $2/3$  этого периода напряженность дипольного поля остается сравнительно высокой и значительно превышает напряженность недипольного поля.

Уилсон и др. [225] провели статистический анализ изменений геомагнитного поля за последние 12 млн. лет, обработав большое количество палеомагнитных данных по Восточной и Западной Исландии. Они обнаружили, что намагниченность многих лав сильно отклоняется от осевого дипольного поля. Эти аномально направленные поля оказались значительно более слабыми, чем обычные "нормальные" и "обращенные" поля. Предположив, что даже в период таких аномальных состояний поле обусловлено диполем, ось которого смещена от

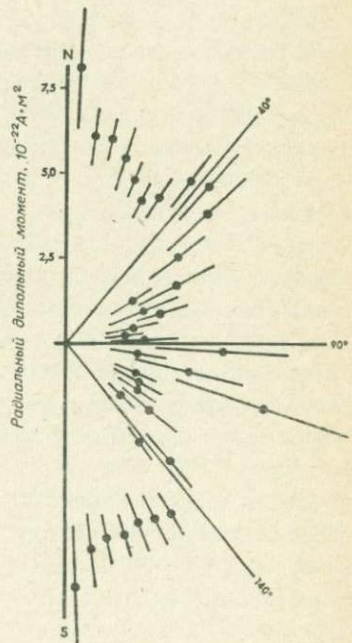


Рис. 4.16. Изменение дипольного момента, вычисленного по палеомагнитным данным из Восточной и Западной Исландии и нормированного на средний дипольный момент  $5,35 \cdot 10^{25}$  Гс  $\cdot$  см<sup>3</sup>, в зависимости от дополнительного широтного угла. Результаты вычислений усреднены по широтным интервалам  $5^\circ$  [225].

центра, можно пересчитать напряженность древнего поля в псевдодипольный момент. На рис. 4.16 показаны изменения дипольного момента в зависимости от дополнительного широтного угла  $\theta$ , построенные по данным из Восточной и Западной Исландии. Из этого графика вытекает естественное определение нормальных и обращенных состояний поля. По Уилсону с соавторами, случай нормальной полярности определяется как состояние поля, при котором ось диполя лежит в диапазоне  $0^\circ < \theta \leq 40^\circ$ ; интервал  $40^\circ < \theta \leq 140^\circ$  соответствует промежуточным состояниям, а интервал  $140^\circ < \theta \leq 180^\circ$  определяет обращенные состояния. Нормальное состояние, по-видимому, является более стабильным (оно занимает 56% времени) в течение последних 12 млн. лет, чем обращенное. Зависимость средней по времени величины напряженности дипольного поля от ориентации диполя накладывает некоторые ограничения на любой механизм, предлагаемый для объяснения происхождения геомагнитного поля, хотя эта зависимость и не позволяет сделать никаких прямых выводов о физическом состоянии ядра. Уилсон с соавторами высказал предположение, что некоторое условие, необходимое для того, чтобы в механизме динамо создавались нормальные и обращенные поля, начинает нарушаться, когда ось диполя отклоняется от оси вращения более чем на  $40^\circ$ .

В дальнейшем Дэгли и Лоули [65] детально проанализировали данные по 23 периодам обращения поля, используя определения нормального и обращенного состояний из работы [225]. Они попытались сделать выбор в пользу одной из двух основных моделей, предлагавшихся для описания изменений геомагнитного поля в период изменения полярности. В одной модели главное дипольное поле остается аксиальным, но его напряженность в процессе перехода уменьшается настолько, что недипольное поле становится преобладающим (см., например, [128]). В другой модели недипольное поле составляет, как и прежде, лишь малую часть от общего поля, но в качестве источника дипольного поля рассматривается диполь, имеющий две или три составляющие, величина, полярность и, возможно, ориентация которых изменяются в процессе перехода [58]. Крир и Испир [58] интерпретировали палеомагнитные данные на основе модели, состоящей из трех диполей.

Бочев [13] ранее предложил модель такого рода, считая, что это представление позволяет глубже понять природу источника геомагнитного поля, чем общепринятое разложение поля по геоцентрическим мультиполям, получаемое методом сферического гармонического анализа. Бочев показал, что поле эпохи 1960 г. можно представить в

виде двух диполей, расположенных приблизительно параллельно оси вращения Земли, и третьего диполя, отклоненного от оси вращения. Крир и Испир выдвинули предположение, что эти три диполя соответствуют различным процессам динамо и что каждое динамо может испытывать дрейф или периодические изменения своего положения; напряженность поля каждого динамо может испытывать флуктуации или даже изменять свое направление независимо от других. Крир и Испир утверждают, что такая модель может объяснить целый ряд более сложных траекторий полюсов в процессе обращения поля.

Дэгли и Лоули [65] сделали вывод о невозможности выбора одной из двух моделей на основе имеющихся данных. Однако они пришли к ряду заключений. Разнообразие траекторий полюсов и их частая тенденция отклоняться к западу свидетельствуют в пользу модели, в которой недипольное поле в период обращения становится преобладающим. В то же время определенное сходство траекторий полюсов и резкое изменение их распределения по долготе являются аргументами в поддержку чисто дипольной модели с экваториальным диполем, изменяющим свою полярность независимо от основных диполей. Однако не существует ни стабильных траекторий полюсов, ни предпочтительных участков на поверхности Земли, как это предполагали Крир и Испир. Таким образом, ни одна из моделей не имеет особых преимуществ, и необходимо комбинировать модели трехкомпонентного диполя и недипольного поля. Очень малая величина магнитной индукции, присущая образцам с промежуточной полярностью, позволяет предполагать, что если недипольное поле все же продолжает существовать в период, когда аксиальное дипольное поле становится слабым, то его напряженность также уменьшается. Неизвестно, преобладает ли недипольное поле в течение всего периода изменения полярности. Целый ряд данных, относящихся к некоторым переходным периодам, наводит на мысль о возможной связи обращений геомагнитного поля и периодов тектонической активности, а тот факт, что известно большее число переходов поля из обращенного состояния, чем из нормального, означает, что эти состояния обладают различной устойчивостью.

Для "объяснения" причин обращений магнитного поля Земли предложено много различных моделей. Кокс [50] разработал вероятностную модель, в которой принимается, что изменение полярности происходит в результате взаимодействия между установившимися колебаниями и случайными процессами. Установившиеся колебания соответствуют дипольной составляющей поля, а случайные вариации — недипольной. Случайные вариации служат своеобразным триггерным

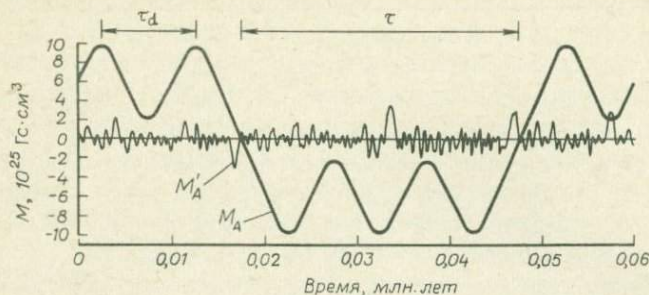


Рис. 4.17. Вероятностная модель обращений геомагнитного поля.  $\tau_d$  — период дипольного поля,  $\tau$  — продолжительность периода данной полярности [50]. Обращение поля происходит всякий раз, когда изменяет знак величина  $M_A + M'_A$ , где  $M_A$  — осевой момент дипольного поля, а  $M'_A$  — мера напряженности недипольного поля.

механизмом, вызывающим обращение поля в случае, когда отношение напряженностей недипольного и дипольного полей превышает некоторое критическое значение (рис. 4.17). Нагата [160] предположил, что главное дипольное поле непрерывно поддерживается, пока система конвективных ячеек в ядре остается асимметричной, как в случае модели Булларда — Геллмана — Лилли, и разрушается, когда система ячеек становится симметричной, как в модели Булларда — Геллмана.

Паркер [171] разработал другую модель обращений магнитного поля Земли. Он показал, что флуктуации в распределении циклонических конвективных ячеек в ядре могут вызывать внезапное обращение геомагнитного поля. Простейшей флуктуацией, приводящей к обращению поля, является повсеместное отсутствие циклонов в области широт  $< 25^\circ$  в течение времени, сравнимого с временем существования отдельной ячейки ( $\sim 1000$  лет). В моделях Кокса и Паркера циклонические конвективные ячейки в ядре вызывают обращения поля посредством двухэтапного механизма. В любой момент времени конвективные ячейки распределены в ядре случайным образом, и обращение поля происходит тогда, когда расположение ячеек благодаря случайной природе процесса приобретает определенную критическую конфигурацию. Однако между названными моделями существует глубокое различие. В модели Паркера (а также в модели Нагаты) момент обращения поля зависит только от пространственного распределения циклонов и не зависит от напряженности дипольного поля. В модели Кокса момент обращения поля определяется как распределением циклонов, так и отношением величины напряженности поля, обусловленного

возмущениями циклонов (т.е. недипольного поля), к напряженности дипольного поля.

#### 4.6. Проблема гидромагнитного динамо в целом

Недостатком теории кинематического динамо является то, что нельзя найти окончательную величину напряженности равновесного поля, так как решения продолжают неограниченно расти. В то же время величину равновесного поля можно получить из теории магнито-гидродинамического динамо. Хотя ныне известно, что кинематические динамо существуют, решения уравнений Максвелла в ситуации, когда задано поле скоростей, представляют ограниченный интерес для геофизики, так как нет гарантии, что в земном ядре существуют силы, которые могут поддерживать существование такого поля. Пока не имеется удовлетворительной теории, объясняющей природу этих сил, проблема не является реалистичной, и ее решение следует отложить на будущее.

В динамической теории скорости должны рассчитываться из предполагаемых сил. Однако в этой сложной нелинейной проблеме пока практически ничего не сделано. Сравнивая по порядку величины члены в уравнении Навье – Стокса (4.12), мы приходим к выводу, что можно пренебречь силами инерции и, почти наверняка, вязкостью. Тогда сила Кориолиса, градиент давления и электромагнитные силы должны уравниваться некоторой дополнительной силой. Легко проверить, что, если такой силы нет, электромагнитная сила не может быть уравновешена двумя оставшимися членами, так как при этом нарушился бы закон сохранения энергии. Член с давлением можно исключить, взяв  $\text{rot}$  от уравнения, полученного из (4.12). Отсюда можно получить выражение для  $\text{rot}$  этой силы в случае любого динамо, когда известны скорость и поле. Таким образом, если имеется решение уравнений Максвелла для заданного поля скоростей, то теоретически можно рассчитать силы, необходимые для приведения системы в действие. Как уже было сказано, решить обратную задачу с заданными силами намного труднее.

Простейшей моделью гидромагнитного динамо является дисковое динамо, которое впервые исследовал Буллард [31]. Оно приводится в действие постоянной парой сил. Известно, что двойные дисковые динамо дают изменения направления типа обращения геомагнитного поля [2, 3, 178], что является пока единственным теоретическим подтверждением процесса обращения поля. Кук и П. Робертс [46] также изучали инверсионные свойства двойного дискового динамо,

но не далее чем в 1972 г. Малкус [145] обнаружил, что простое дисковое динамо при подходящих условиях также может испытывать обращения. Дисковые динамо очень сильно отличаются от жидких динамо, но они дают важную информацию о характере уравнений, определяющих свойства обращения поля.

Предложено несколько механизмов, которые могут вызывать движения жидкости в земном ядре, и, следовательно, приводить в действие динамо. Мы их рассмотрим в следующем разделе. Лишь два из них — тепловая конвекция и прецессия земной оси — вообще представляются возможными. Обзор последних достижений в теории динамо сделан в работе Губбинса [89].

### 4.7. Энергетика земного ядра

Движения проводящей жидкости в земном ядре, которые, по-видимому, являются причиной вековых вариаций магнитного поля Земли, имеют характерное время не более нескольких сотен лет. Бэкус [6] использовал полученные из сейсмических данных предельные значения молекулярной кинематической вязкости вещества ядра и выводы о порядке величины турбулентной вязкости. Он показал, что для таких коротких промежутков времени следует считать, что движения в ядре происходят в пограничном слое (типа слоя Экмана — Хартмана), примыкающем к границе мантия — ядро, и имеется еще внутреннее движение невозмущенного потока, в котором вязкость и удельное сопротивление равны нулю.

Кале и др. [117] попытались определить скорость жидкости  $v$  у поверхности ядра, зная магнитное поле и вековые вариации у кровли ядра (эта информация может быть получена из экстраполяции наблюдений, сделанных на поверхности Земли). Однако Бэкус [6] показал, что цель, которую поставили перед собой Кале и его коллеги, в принципе недостижима и задача не имеет единственного решения. Причиной неоднозначности являются не только особенности тонкой структуры, но и произвольно выбранные функции, значения которых могут иметь порядок длины окружности ядра. Кале и его коллеги получили единственное решение только потому, что они ограничились первыми членами разложения  $v$  по сферическим гармоническим функциям. Их "обрезанное" разложение не полностью воспроизводит вековые вариации, т.е. не сводит к нулю среднеквадратичную ошибку между измеренными и рассчитанными значениями вековых вариаций.

Если пренебречь рассеянием магнитного поля (т.е. электропроводность в невозмущенном потоке внутри ядра считать бесконечно

большой), то внешнее геомагнитное поле полностью определяется движением жидкости в верхней части этого потока. Бэкус [6] показал, что таким образом можно проверить, существует ли какое-либо движение идеально проводящего ядра, которое создает наблюдаемые вековые вариации. В случае если наблюдаемые вековые вариации удовлетворяют этой проверке, Бэкус показал, как в явном виде получить все "подходящие" поля скоростей, т.е. все поля скоростей в верхней части невозмущенного потока внутри ядра, которые в точности могут создать наблюдаемые вековые вариации. Из-за множественности подходящих полей скоростей невозможно определить, соответствуют ли они западному дрейфу жидкости в ядре или же широтной зависимости перемещения в западном направлении жидкости ядра в верхней части невозмущенного потока (то, что само магнитное поле смещается в западном направлении, было установлено Буллардом и его коллегами в 1950 г. [33]). Бэкус показал, как из всех допустимых полей скоростей можно выделить те, которые особенно интересны для геофизики, т.е. такие поля, которые наиболее близки к почти однородному жесткому вращению вокруг географической оси, или такие, которые более всего соответствуют западному дрейфу, зависящему от широты. Букер [15] использовал методы, описанные в общих чертах Бэкусом, чтобы получить поле скоростей, сопоставимое с зависящим от широты западным дрейфом. Однако их нельзя сравнивать с полем скоростей, полученным Кале и др. [117].

Одной из примечательных особенностей поля скоростей, найденного Кале с сотрудниками, являются характерное нисходящее (сходящееся) течение под центральной частью Тихого океана и восходящее вверх (расходящееся) течение под Африкой. Используя совершенно другой подход, Рикитакэ [181] вывел движения ядра из предположения, что недипольное поле возникает в результате взаимодействия между сильным тороидальным магнитным полем и конвективными движениями. Интересно, что он получил такие же характерные восходящий и нисходящий потоки под Африкой и центральной частью Тихого океана, как Кале с соавторами (рис. 4.18), хотя эти два исследования основывались на совершенно различных предпосылках. Еще интересней то, что Ли и Уеда [129] нашли в ортогональном представлении (по сферическим гармоникам вплоть до третьего порядка) 987 значений теплового потока максимумы и минимумы, расположенные почти точно над восходящим течением под Африкой и нисходящим течением под центральной частью Тихого океана. Трудно решить, имеет ли эта корреляция какой-либо геофизический смысл.

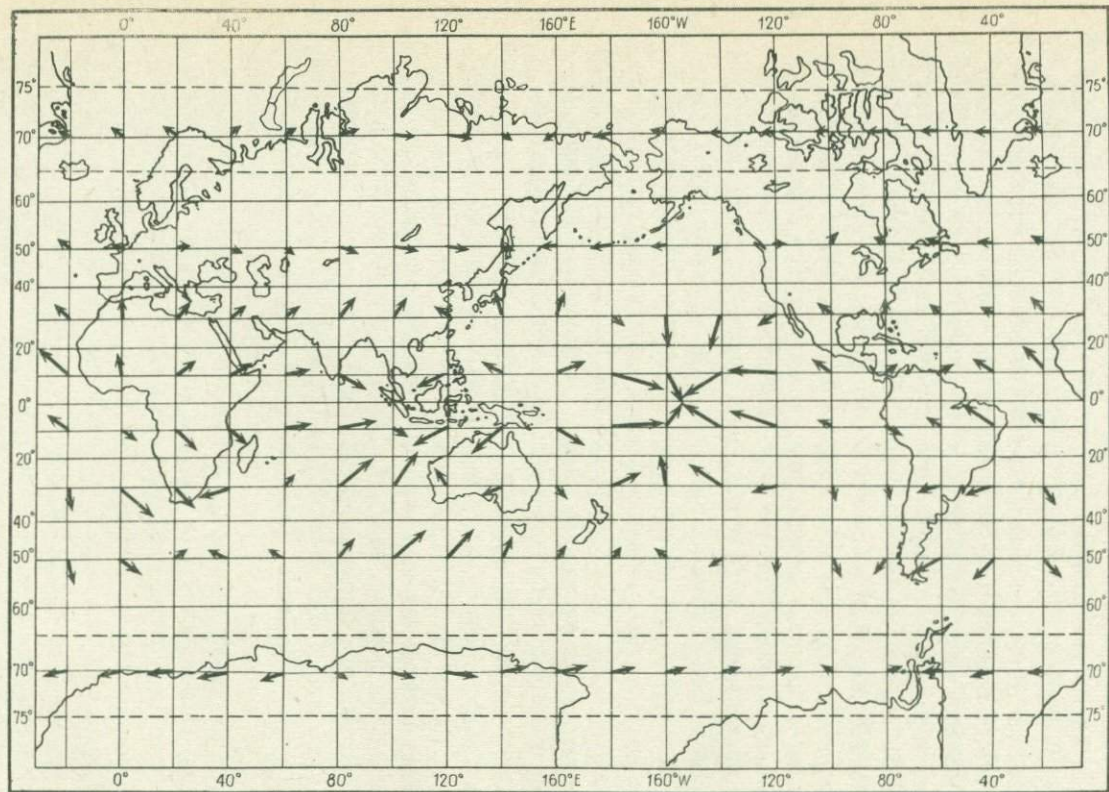


Рис. 4.18. Горизонтальная составляющая скорости у поверхности ядра для эпохи 1965 г. [181].

Лоус [136] оценил логарифмический пространственный энергетический спектр главного геомагнитного поля для гармоник до  $n = 500$ . Он показал, что этот спектр состоит из двух компонент: длинноволновой, преобладающей в полях ядерного происхождения, и коротковолновой — в полях, источником которых является кора; поля пересекаются при  $n \geq 11$  и длине волны  $\leq 3600$  км. Оба поля, длинноволновое и коротковолновое, легко аппроксимировать прямыми линиями. Если эти линии экстраполировать и соединить, можно получить идеализированный энергетический спектр поля на поверхности (рис. 4.19). По оценке Лоуса, он соответствует спектру современного поля, вероятно, с большей точностью, чем 30%. Лоус показал также, что коэффициенты главного поля для  $n > 9$  и коэффициенты вековых вариаций для  $n > 6$  в настоящее время с достаточной степенью точности не известны. Международное стандартное геомагнитное поле известно на поверхности Земли с точностью  $\sim 0,5\%$ , а у поверхности ядра только с точностью  $\sim 10\%$ . Его изменение со временем известно с точностью  $\sim 20\%$  на поверхности Земли и совершенно неопределенно у границы ядра.

Имеется предположение (см., например, работу Хайда [96]), что наблюдаемый западный дрейф недипольной части магнитного поля является поверхностным выражением медленных собственных магнитогидродинамических колебаний земного ядра при наличии преобладающего тороидального магнитного поля. Однако невозможно решить вопрос, является ли наблюдаемый западный дрейф волновым явлением или он соответствует осредненному относительному движению внешнего ядра.

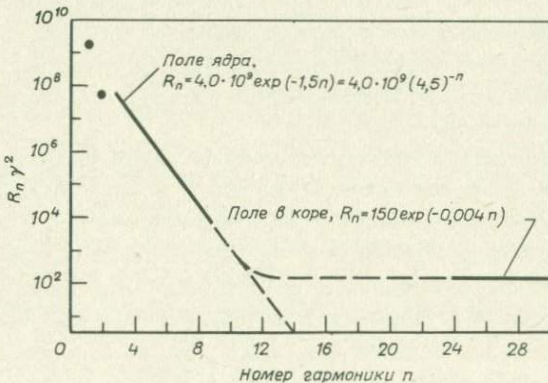


Рис. 4.19. Идеализированный энергетический спектр главного геомагнитного поля на поверхности [136].

Анализ Хайда был не вполне строгим, и позднее Стюартсон [212] показал, что в случае таких медленных колебаний дрейф является восточным, хотя для некоторых, более высоких гармоник возможен также западный дрейф. Похожие результаты были получены Малкусом [142], который нашел, что: "ничто ни в линейной, ни в нелинейной проблемах собственных волновых решений не указывает на преимущество движения в западном направлении". И Хайд, и Стюартсон показали, что магнитогидродинамические волны, возникающие в *тонком* слое благодаря взаимодействию вращения с тороидальным полем, будут смещаться в восточном направлении. Однако Хайд установил, что направление дрейфа меняет знак в *толстом* слое; этот факт не был подтвержден в более поздней работе Стюартсона. Точнее, Стюартсон показал, что основные колебания, т.е. такие, в которых радиальная составляющая скорости не меняет знак вдоль радиус-вектора, перемещаются в восточном направлении, если  $|m| > 1$ , где  $m$  — индекс гармоники. Когда  $|m| = 1$ , что маловероятно, основные колебания могут смещаться в западном направлении. В случае более высоких мод колебаний распространение волн может происходить и в западном и в восточном направлении. Этот вопрос более подробно рассмотрен Хайдом и Стюартсоном [103] в обзорной статье по магнитогидродинамическим колебаниям земного ядра.

Можно оценить порядок величины минимальной энергии, необходимой для приведения в действие динамо. Чтобы в ядре существовала система электрических токов, дающих современное дипольное поле, требуется энергия около  $3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15}$  эрг/с; чтобы в ядре создалось тороидальное поле напряженностью около 100 Гс, требуется примерно  $10^{17} - 10^{18}$  эрг/с [133]. Даже если допустить термодинамические и механические потери, эти величины малы по сравнению с полной диссипацией энергии в Земле. С другой стороны, согласно оценке Брагинского [17], потребность в энергии оказалась значительно выше:  $\sim 4 \cdot 10^{19}$  эрг/с.

Существует не так много сил, которые могут вызвать движения в земном ядре. Наиболее естественно отнести происходящие движения жидкости в конечном счете к действию гравитации. Гравитационный потенциал вблизи Земли имеет две составляющие: одна представляет собственное гравитационное поле Земли, а другая вызывается внешними источниками (Солнцем и Луной). Рассмотрим сначала гравитационные поля внеземного происхождения. Мантия Земли испытывает сложные ускорения, вызванные рядом причин, например приливами в теле Земли, приливным трением в океанах, внезапными

изменениями скорости вращения Земли, прецессией и нутацией. Можно показать (см., например, [95]), что из всех этих процессов только прецессия может оказать какое-либо заметное влияние на движения в земном ядре, и эксперименты Малкуса [143] продемонстрировали, что прецессия может вызвать турбулентные движения в ядре и, следовательно, привести в действие земное динамо. Ранее Малкус [141] предположил, что прецессионные моменты могли бы приводить в действие динамо, но, к сожалению, в его статье имеются ошибки. Детальная теория динамо в прецессирующем турбулентном ядре сложна, и ее полного рассмотрения пока еще не сделано. Однако Рочестер и др. [198] отметили математические и физические неточности в выводах Малкуса и показали, что энергия прецессии по крайней мере на два порядка меньше по величине, чем та, которая требуется для приведения в действие механизма динамо.

Поступающую в ядро энергию прецессии (за счет угла наклона оси) можно оценить по рассеянию части энергии в результате взаимодействия ядра и мантии и углу между векторами момента количества движения ядра и мантии. Малкус не учел, что электропроводность резко меняется на границе мантия — ядро, и пренебрег зависимостью силы взаимодействия от колебаний скорости течения жидкого ядра относительно мантии, вызванного прецессией. Стейси [208] также утверждал, что прецессионные моменты могут обеспечить энергией геомагнитное динамо. Он также пренебрег упомянутой выше зависимостью силы взаимодействия и вдобавок оценивал угол между векторами момента количества движения с помощью нестрогого кинематического подхода. Движения внутри земного ядра подробно рассмотрел Бусе [39]. Из анализа течения в ядре прецессирующей Земли он нашел, что угол между осями вращения ядра и мантии составляет лишь  $10^{-5}$  рад. Тот факт, что полученное в его решении существенно тороидальное поле скоростей само не действует как динамо, привел его к выводу, что прецессия не может быть механизмом, возбуждающим динамо. Более подробный анализ Рочестера и др. [198] показывает, что вероятность возбуждения динамо прецессией чрезвычайно мала.

Анализ порядка величины энергии, необходимой для возбуждения динамо в Земле благодаря прецессии [143], также существенно зависит от электропроводности  $\sigma$  ядра. Здесь имеются две проблемы: функциональная зависимость  $\sigma$  от различных критических параметров, таких, как омические потери  $Q$ , и правильное значение  $\sigma$  в ядре. Рочестер и др. [198] исправили ошибки, имевшиеся в литературе, и показали, что  $Q$  в ядре пропорционально  $\sigma^{-2}$ . По оценке Малкуса,

$\sigma$  определяется с точностью до множителя 3 в обе стороны от величины, которую он принял в своих расчетах ( $7 \cdot 10^{-6}$  ед. СГСМ). В 1967 г. Стейси [207] предположил, что если допустить присутствие примесей в железе, входящем в состав ядра, то его электрическое сопротивление увеличивается в 10 раз. Однако в более поздней работе Гардинер и Стейси [83] отвергли предположение о таком большом увеличении  $\sigma$  и отдали предпочтение первоначальной оценке Булларда [29]  $3 \cdot 10^{-6}$  ед. СГСМ. Они приняли, что правдоподобный диапазон значений  $\sigma$  составляет  $(1 - 6) \cdot 10^{-6}$  ед. СГСМ. В связи с этим интересно заметить, что, согласно оценке Брагинского в 1964 г. [17], проводимость ядра, состоящего из сплава, в котором содержится 30% кремния, была вдвое больше, чем у Булларда. Гардинер и Стейси использовали нормализацию, чтобы учесть, что в железе могут содержаться металлические примеси, так как жидкий кремний сам является металлическим. Но экстраполяция данных Бриджмена [25] по сопротивлениям твердых сплавов железа при давлениях до 100 кбар на жидкое железо при давлениях ~1 Мбар не является оправданной. Таким образом, хотя выводы Гардинера и Стейси могут быть вполне правильными, некоторые из их аргументов противоречат более ранним предположениям Стейси [207] о значительном увеличении сопротивления в ядре (см. [110]).

Джейн и Эванс [111] рассчитали сопротивление ядра, основываясь на модели переноса электрических свойств, характерных для простых жидких металлов, предложенной Зиманом [237, 238]. Их оценка заключена между  $1 \cdot 10^5$  и  $2 \cdot 10^5$  ед. СГСМ, что соответствует интервалу значений, который Гардинер и Стейси считают правдоподобным. Интересно также учесть результаты экспериментальной работы Каваи и Мочидзуки [121] по металлизации при очень высоких давлениях в результате  $3d$ -перехода трех окислов металлов (включая  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ). Они обнаружили чрезвычайно резкое падение величины сопротивления (на 4 – 6 порядков) при давлении, соответствующем жидкому ядру Земли. Имеет ли сопротивление земного ядра тот же порядок величины, что и сопротивление чистого железа при его температуре плавления под атмосферным давлением, будет зависеть от вещества, входящего в сплав (см. разд. 5.5). Если это преимущественно кремний, то вероятный ответ положителен, поскольку жидкий кремний является обычным металлом. Если это сера, ответ может быть совершенно иным, так как жидкая сера представляет собой почти идеальной изолятор. Но если ядро состоит из соединения  $\text{FeS}$ , сопротивление еще может быть таким же, как сопротивление чистого

железа, поскольку жидкое  $FeS$ , которое при нормальных условиях является полупроводником, под очень высокими давлениями в результате перехода Мотта может металлизироваться. Оценки сопротивления, полученные Джейном и Эвансом [111], вероятно, на сегодняшний день являются наилучшими и в общем согласуются с полученными М. Джонстоном и Стренсом [116] экспериментальными результатами для расплавленной смеси  $Fe-Ni-S-C$  в ядре.

Собственное гравитационное поле Земли могло вызвать движения ядра при наличии неоднородностей плотности. Последние могли быть созданы двумя способами: за счет "осаждения" или за счет тепловой конвекции. Брагинский [16] предположил, что во время кристаллизации внутреннего ядра происходит непрерывное образование избытка легкой компоненты (кремния), всплывание которой является основным фактором, создающим конвекцию в ядре. Растворение кремния в железе связано со значительным уменьшением объема и выделением тепла, так как атомы  $Fe$  и  $Si$  в растворе образуют устойчивые  $FeSi$ -комплексы. Брагинский установил, что конвекция в ядре не должна быть тепловой, ибо к.п.д. любой возможной тепловой машины столь низок, что идущий из ядра тепловой поток должен быть неправдоподобно большим.

С другой стороны, движения жидкости могут возникнуть, если вещество непрерывно выпадает из мантии в ядро. Юри [217] предположил, что ядро растет за счет мантии — железо из мантии медленно и непрерывно "просачивается" в ядро, а тепло, которое освобождается в ядре в результате этого процесса, вызывает конвекцию. В прошлом мантия содержала больше свободного железа, и в то время осаждение из мантии, вероятно, играло намного большую роль, чем теперь. Однако главный вопрос состоит в том, сколько времени продолжалось формирование земного ядра и когда это событие происходило. Все имеющиеся данные (см. разд. 2.4) показывают, что, по всей вероятности, это событие произошло сравнительно быстро и притом в очень ранний период, т.е. одновременно или почти одновременно с образованием самой Земли. Поэтому представляется, что процессы, которые привели к образованию ядра, не продолжались в течение всего геологического времени и, следовательно, не могли служить основной причиной движений в земном ядре.

Если в ядре имеются источники тепла, то из-за теплового расширения начнут возникать неоднородности плотности. Когда отсутствуют эффекты торможения, вызванные вязкостью, теплопроводностью, вращением и магнитными полями, конвекция будет происходить при

условии, что приток тепла превосходит его расход на установление за счет теплопроводности теплового потока соответственно изменению адиабатического градиента. Чтобы исследовать тепловую конвекцию количественно, необходимо совместно рассмотреть уравнения термодинамики и магнитной гидродинамики. С другой стороны, до сих пор были возможны только оценки порядка величины. Прежде чем решать, играет ли тепловая конвекция заметную роль в ядре, необходимо ответить на два основных вопроса: имеются ли в ядре значительные источники тепла и, если они имеются, как может распределяться это избыточное тепло при условии, что только небольшая часть освобождающейся тепловой энергии превращается в магнитную и кинетическую?

У нас нет прямых сведений о каких-либо источниках тепла в ядре. Однако расчеты по порядку величины показывают, что может быть достаточно очень небольшого количества радиоактивных веществ, содержащихся в кислых изверженных породах. Буллард [29] предположил, что в ядре могут содержаться ничтожные концентрации урана и тория, а по мнению Эльзассера [74], тяжелые окислы тория и урана опустились к центру Земли в то время, когда она формировалась. Однако эти представления встречают ряд трудностей [217], и с помощью нейтронного активационного анализа в железных метеоритах не удалось найти никакой радиоактивности.

Возможное содержание в ядре серы могло косвенно оказать большое влияние на тепловую конвекцию, так как сера могла также способствовать концентрации в ядре калия. Этот вопрос подробно рассматривается в разд. 5.6. По оценке Харли [105], от  $3/4$  до  $7/8$  содержащегося в Земле радиоактивного изотопа  $K^{40}$  может быть сосредоточено в ядре, и, таким образом, в ядре может существовать мощный источник тепла — приблизительно  $10^{20}$  эрг/с. Этого более чем достаточно для поддержания в ядре конвекции. Движения в ядре получают обильный приток энергии, которого хватит для установления магнитного поля, даже если к.п.д. конвекции совсем мал.

Тепло может выноситься из ядра, если теплопроводность мантии достаточно высока; это возможно, если лучистый перенос тепла существенно возрастает с глубиной. Однако важность лучистого переноса тепла в мантии кажется теперь весьма проблематичной [80, 172, 173]. Если в нижней мантии происходит конвекция, это также сильно поможет выносу тепла из ядра. С другой стороны, если мантия термически изолирует ядро, температура ядра в целом будет повышаться — возможно, по этой причине внешнее ядро Земли является

расплавленным. Если дополнительного тепла не слишком много, оно может поддерживать внешнее ядро в состоянии, приблизительно соответствующем его температуре плавления.

В двух недавних статьях рассмотрена проблема возбуждения динамо тепловой конвекцией при движении проводящей жидкости между двумя параллельными пластинами. Бусе [40] показал, что одни конвективные ячейки не могут привести в действие динамо, но если вдоль ячеек происходят сдвиги, тогда течение имеет сходство с одним из периодических динамо Г. Робертса. Хотя динамо Бусе нереально по его геометрии, граничным условиям и большому магнитному числу Прандтля, оно представляет существенный шаг вперед от кинематического динамо. Проблема состоит в численном решении, а численные решения могут дать информацию о более сложных свойствах гидромагнитного динамо.

Чайлдрес и Совард [45] исследовали более реальную задачу вращения жидкости между двумя пластинами; они рассматривали две взаимодействующие конвективные ячейки. Их работа особенно интересна, поскольку они использовали уравнения, аналогичные уравнениям для двойных дисковых динамо, которые допускают обращения магнитного поля [157]. Подробности их работы до сих пор не опубликованы.

По предположению Маллана [158], энергии сейсмических волн может быть достаточно, чтобы вызвать движения, приводящие в действие геомагнитное динамо. Он оценил, что если бы вся энергия землетрясений ( $10^{26} - 10^{27}$  эрг/год) была передана в жидкое ядро как кинетическая и если бы эта кинетическая энергия полностью поглощалась за год, то возникшие в результате движения имели бы удельную энергию  $1 - 10$  эрг/см<sup>3</sup>. Далее он получил, что время существования движений в условиях вязкого поглощения составляет  $\sim 100$  лет, если изменения скорости происходят на расстоянии не менее 500 км, а кинематическая вязкость  $\leq 10^6$  см<sup>2</sup>/с. Таким образом, имеющаяся в любой момент кинетическая энергия создается сейсмической активностью за предыдущие 100 лет. Маллан предположил, что удельные энергии в пределах  $10^2 - 10^3$  эрг/см<sup>3</sup> могут соответствовать полям 50 - 105 Гс.

Не вся энергия землетрясений будет передаваться в ядре как кинетическая энергия (по оценке Вона и Куо [226], только  $10^{-4}$  ее достигает внутреннего ядра). Однако, согласно оценке Маллана, если даже  $10^{-4}$  сейсмической энергии переходит в кинетическую энергию во внешних 100 км жидкого ядра, этого будет достаточно, чтобы напряженность эквивалентного поля на границе мантия - ядро достигла

5 Гс. Маллан привлек также внимание к тому факту, что наиболее глубокофокусные землетрясения происходят по периметру Тихоокеанского сейсмического пояса и в Тихом океане, где недипольное поле и вековые вариации аномально малы (см. разд. 4.1). Он выдвинул предположение, что, возможно, под Тихим океаном сейсмическое возбуждение движений в ядре может быть достаточно интенсивным, чтобы возник "квазипостоянный центр возникновения магнитного поля", допускающий слабый дрейф.

#### 4.8. Изменения продолжительности суток

Угловая скорость вращения Земли не постоянна из-за действия сил притяжения Солнца и Луны на экваториальное вздутие и перемещение масс внутри Земли; в действительности имеются флуктуации не только осевой скорости вращения, т.е. изменения продолжительности суток, но и направления оси вращения, т.е. нутации Земли. Спектр угловой скорости вращения Земли содержит несколько пиков, соответствующих весьма различным периодам; предполагается, что различна и природа этих пиков. Были выделены три компонента: равномерное увеличение продолжительности суток на  $\sim 2 \cdot 10^{-3}$  с за столетие, сезонные вариации порядка  $10^{-3}$  с и менее регулярные изменения приблизительно на  $5 \cdot 10^{-3}$  с, периоды которых имеют порядок нескольких лет (так называемые десятилетние флуктуации).

Сезонные вариации продолжительности суток возникают главным образом под действием моментов сил, действующих на мантию со стороны океанических течений и атмосферных ветров. Но быстрые нерегулярные изменения скорости вращения с периодом в десять лет нельзя объяснить поверхностными явлениями. Скорость вращения меняется так сильно, что никакие перемещения массы на поверхности не могут настолько изменить момент инерции Земли. Было выдвинуто предположение, что "десятилетние" флуктуации вызваны перераспределением момента количества движения между твердой мантией и жидким ядром. В свою очередь это подразумевает наличие какой-то связи между ядром и мантией. Перераспределение момента количества движения между ядром и мантией может происходить несколькими способами. Основными механизмами могут быть инерционные, электромагнитные и топографические связи. Инерционная связь на эллипсоидальной границе мантия — ядро могла возникнуть благодаря действию гидродинамического давления, когда в результате отклонения земной оси внутри жидкого ядра появляется течение [214].

Возникновение электромагнитной связи возможно в результате "утечки" вековых вариаций в проводящую нижнюю мантию [193, 194]. Однако количественные оценки касательных напряжений на границе между мантией и ядром сделать трудно. Расчеты показывают, что ни вязкого взаимодействия, ни электромагнитной связи недостаточно, чтобы объяснить десятилетние флуктуации (см., например, [195, 196]). Сравнительно недавно Хайд [98] выдвинул предположение, что топографическая связь может осуществляться за счет случайно локализованных неровностей на границе мантия — ядро (см. разд. 4.10). Было бы интересно попытаться обнаружить какие-либо небольшие отклонения от постоянной скорости вращения у других планет, например у Марса и Венеры, и спутников планет с твердой поверхностью. Любые такие отклонения могут давать информацию о возможной конвекции в жидких ядрах и о планетарных магнитных полях.

В геологическое время изменения вращения Земли выражаются преимущественно в систематическом замедлении скорости вращения в результате приливного трения. Трудно оценить скорость, с которой происходило это замедление, так как мы недостаточно хорошо знаем палеогеографию, а конечный результат в основном определяется состоянием нескольких мелких морей. С другой стороны, Юри [217] предположил, что момент инерции Земли относительно оси вращения должен был уменьшиться за счет дифференциации вещества внутри Земли и роста ядра. В результате этого продолжительность суток уменьшилась с 30 до 24 ч. Изменения, вызванные ростом ядра, являются более слабыми (и имеют противоположный знак) по сравнению с изменениями, вызванными приливным трением [199, 200].

Как в атмосферных, так и в океанических процессах роль вращения чрезвычайно велика. С некоторой оговоркой это также справедливо для жидкого ядра Земли. При рассмотрении эффектов вращения необходимо следующим образом делать различие между слоями в ядре и слоями в атмосфере и океанах. Ядро будет подразделяться на тонкие слои только в том случае, если оно устойчиво стратифицировано (см. разд. 3.5). Хотя в этом случае динамо еще возможно, его действие ограничено главным образом двумерными движениями в концентрических сферических слоях. С другой стороны, если ядро не стратифицировано, то, как предсказывает теорема Праудмена — Тэйлора, любое возмущение устойчивого вращения приведет преимущественно к двумерным движениям в плоскостях, перпендикулярных оси вращения. В обоих случаях эти утверждения необходимо видоизменить, чтобы учесть влияние силы Лоренца.

В отдельных частных случаях действие силы Лоренца можно учесть без особых трудностей. Например, западный дрейф недипольного поля можно интерпретировать как следствие распространения магнитогидродинамических волн вокруг оси вращения в жидком ядре в присутствии преобладающего тороидального поля [96]. Если жидкость не является устойчиво стратифицированной, сила Лоренца входит в уравнения движения системы уравнений магнитной гидродинамики таким же образом, как и сила Кориолиса. Действительно, в этом случае течение описывается уравнением Пуанкаре — тем же самым уравнением, которое описывает течение в отсутствие магнитного поля. На даже в этом довольно простом примере имеется дополнительная трудность. Мы ищем решения дифференциального уравнения гиперболического типа с определенным образом заданными граничными условиями. Это некорректная математическая задача, и имеются серьезные трудности при поисках ее решения. Основная трудность возникает из-за того, что жидкость имеет внутреннюю границу, которая отделяет твердое внутреннее ядро.

Юкутаке [234] довольно подробно исследовал свое прежнее предположение [233], что флуктуации скорости вращения Земли связаны с изменениями дипольного момента. Он рассмотрел возможность существования такой связи для трех различных периодов времени — 8000, 400 и 65 лет. При этом использовались археомагнитные данные, наблюдения изменений долготы Луны и последние данные, полученные на обсерваториях. Он нашел, что связь действительно существует, но что она сильно зависит от периода: величина изменения дипольного момента растет, когда период уменьшается. Он смог объяснить эту зависимость изменения скорости вращения от периода электромагнитной связью между мантией и ядром, если проводимость нижней мантии достигает  $10^{-8}$  ед. СГСМ и источник изменения дипольного поля находится у поверхности ядра.

Из наблюдений затмений в древности известно, что на вызванное приливным трением замедление вращения Земли в минувшие несколько тысяч лет накладывалось ускорение. Археомагнитные исследования показали, что дипольное поле также периодически изменялось с большой амплитудой (на  $\sim 50\%$  величины современного дипольного момента) и периодом  $\sim 8000$  лет [27, 28, 50, 124]. Магнитный дипольный момент последний раз достиг максимального значения где-то между 0 и 500 г. н.э., и с тех пор электромагнитная связь между мантией и ядром уменьшалась; следовательно, в течение последних 2000 лет скорость вращения Земли должна была увеличиваться.

Наблюдения подтверждают теоретически предсказанную [233] для периода  $\sim 8000$  лет разность фаз на  $\pi$  между изменением скорости вращения и изменением дипольного момента.

Юкутаке [232] показал также, что величина гауссова коэффициента  $g_1^0$  росла в течение XVII и XVIII вв., а затем с начала XIX в. начала уменьшаться. Это изменение накладывает на упомянутый выше общий ход кривой (постепенное уменьшение в последние  $\sim 2000$  лет). В этот период также наблюдались большие флуктуации долготы Луны, которые объясняются изменением скорости вращения Земли (рис. 4.20). Для этих периодов ( $\sim 400$  лет) на кривой изображены изменения продолжительности года, опережающие по фазе на  $\pi/2$  изменения дипольного момента.

Неприливные изменения продолжительности суток должны быть противоположны по знаку изменению полного момента инерции Земли. Земное ядро кажется единственным приемлемым источником десятилетних флуктуаций. Юкутаке (рис. 4.21 [234]) нашел составляющую дипольного поля, которая изменяется в фазе с флуктуациями

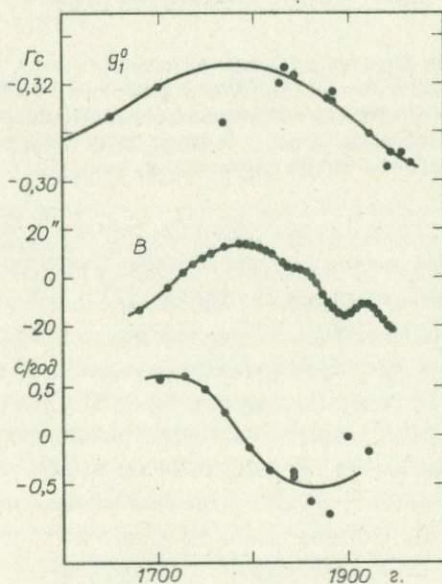


Рис. 4.20. Флуктуации различных параметров геомагнитного поля и вращения Земли [234]. Сверху вниз — гауссов коэффициент  $g_1^0$  (дипольный член), долгота Луны (кривая  $B$ ) и продолжительность года.

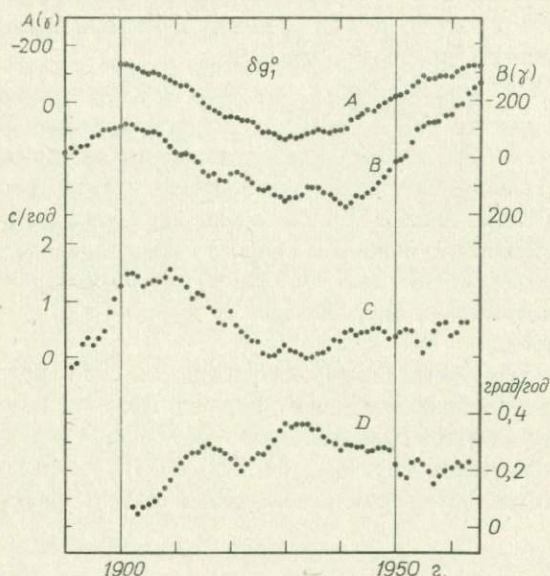


Рис. 4.21. Сравнение флуктуаций продолжительности года и различных параметров геомагнитного поля [234]. Сверху вниз — изменения дипольного члена ( $\delta g_1^0$ ): кривая *A* получена из анализа данных 21 обсерватории, кривая *B* — по данным 6 обсерваторий; *C* — флуктуации продолжительности года и *D* — скорость дрейфа эксцентрического диполя. (По Юкутаке [234].)

продолжительности года (период  $\sim 65$  лет). Однако изменения скорости западного дрейфа вековых вариаций очень сильно отличаются от результатов, полученных ранее Вестином [219]. На рис. 4.22 (взятом из работы Вестина с сотр.) для сравнения показаны движение эксцентрического диполя и изменение продолжительности суток. Согласно интерпретации этих кривых Вестином и Кале [220], имеется связь между угловой скоростью вращения эксцентрического диполя и момента количества движения внешних  $\sim 200$  км ядра. Из рис. 4.22 также видно, что изменение скорости вращения мантии заметно отстает по фазе от изменения угловой скорости вращения эксцентрического диполя. Болл и др. [8] предположили, что это явление возникает в результате рассеяния магнитного поля в проводящей мантии. Однако Юкутаке задался вопросом, действительно ли движение эксцентрического диполя характеризует изменение направления магнитного поля

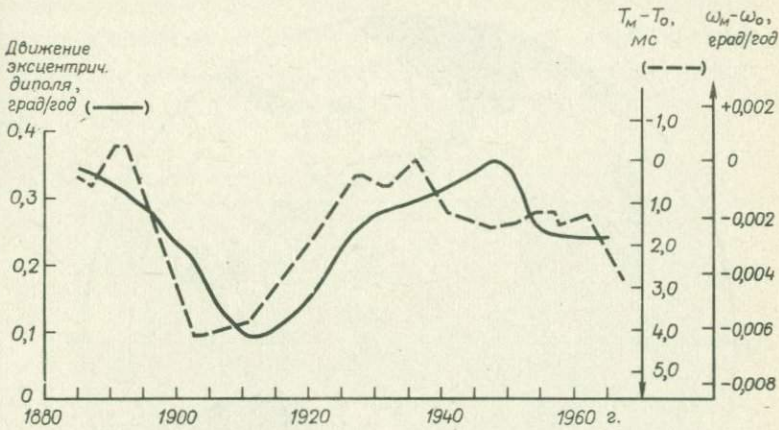


Рис. 4.22. Сравнение астрономических и геомагнитных данных по скорости вращения Земли [8]. Сплошная кривая показывает смещение в западном направлении относительно мантии эксцентрического диполя; штриховая — смещение угловой скорости мантии в восточном направлении (в единицах, соответствующих отклонениям от нормальной угловой скорости и нормальной продолжительности суток).

в целом [235]. Он показал, что в течение последних 150 лет движение эксцентрического диполя в западном направлении почти полностью определялось западным дрейфом только одного члена ( $n = 2$ ,  $m = 1$ ) разложения потенциала геомагнитного поля.

Обычно предполагается, что западный дрейф недипольной части магнитного поля Земли представляет собой ее вращение вокруг географического полюса. Малин и Саундерс [139] недавно рассмотрели возможность представления вековых вариаций магнитного поля за счет вращения Земли вокруг другой оси. Они вычислили положения полюса и скорости вращения, дающие наилучшее согласие с моделями магнитного поля для различных эпох. Оказалось, что с 1945 по 1965 г. полюс вращения перемещался приблизительно с постоянной скоростью от Новой Земли в окрестность северного магнитного полюса в Канаде (рис. 4.23). Дрейф магнитного поля в это время происходил приблизительно в западном направлении со скоростью  $\sim 0,18$  град/год, причем она достигала максимума, когда полюс вращения находился вблизи географического полюса.

Малин и Саундерс пришли к выводу, что в общем случае положение полюса вращения существенно отличается от положения географического полюса. Если бы полюс вращения совпадал с географическим

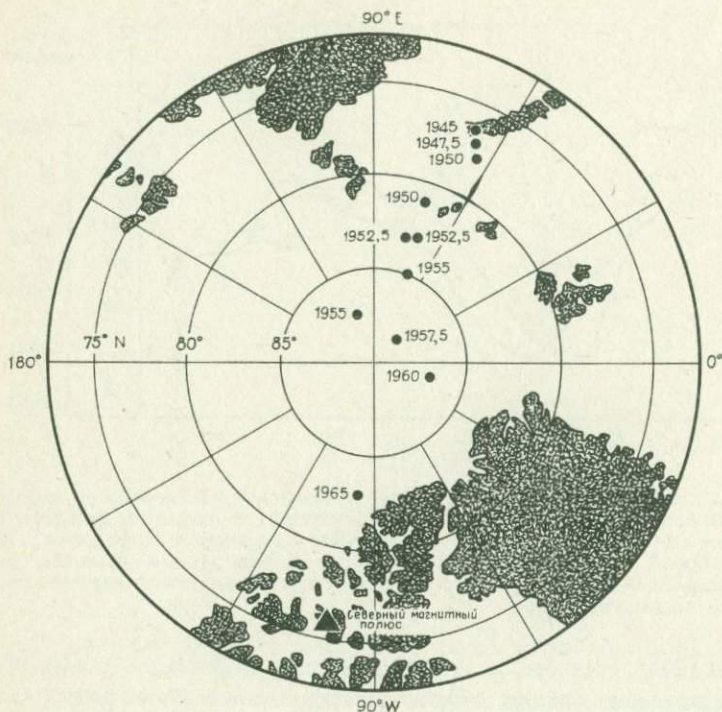


Рис. 4.23. Положение полюса вращения недипольной части магнитного поля Земли [139].

полюсом, точки на рис. 4.23 должны были бы располагаться в его окрестности случайным образом. Если дрейф поля отражает соответствующие движения внешних слоев ядра, то их результаты означают, что внешнее ядро вращается вокруг оси, несколько отличающейся от той, вокруг которой вращается мантия. Полюса вращения ядра и мантии тогда находятся по разные стороны от полюса, определяемого их суммарным моментом количества движения (его направление в пространстве остается неизменным).

Лоус [137] подверг критике работу Малина и Саундерса по ряду пунктов. Поскольку невозможно удовлетворительным образом оценить среднеквадратичные отклонения рассчитанных Малином и Саундерсом положений полюса вращения, они [140] повторили свои расчеты для эпох до 1940 г. Полученные результаты совпали с предсказанными, т.е. оптимальные координаты полюса вращения лежали приблизи-

тельно на прямой геомагнитный полюс – Новая Земля, а расстояние от полюса вращения до географического полюса возрастало для более ранних эпох (рис. 4.24). Малин и Саундерс предсказали также, что для более ранних периодов времени скорость дрейфа уменьшается. Это предположение также подтвердилось; действительно, скорость

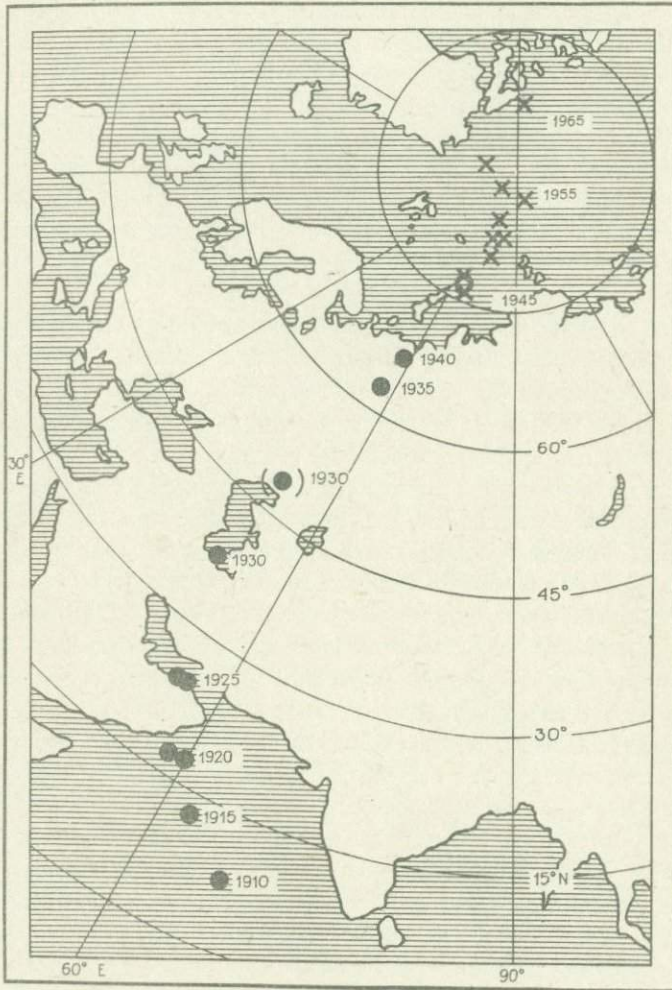


Рис. 4.24. Оптимальное положение полюса вращения недипольной части геомагнитного поля [140].

дрейфа около 1930 г. падает до нуля, а для более ранних эпох имеет противоположный знак.

#### 4.9. Нутации земной оси

Помимо флуктуаций скорости вращения Земли вокруг своей оси, изменяется и ориентация оси вращения, т.е. происходит "нутация". В 1891 г. Чандлер выделил составляющую колебаний оси вращения с периодом 14 мес (с тех пор она называется чандлеровским колебанием). Можно показать, что период свободной нутации для абсолютно твердой Земли составляет примерно 10 мес; за счет упругого деформирования Земли он увеличивается приблизительно на 40%. Наблюдения показывают, что чандлеровские колебания со временем затухают, так что должен существовать постоянный механизм их возбуждения. Рочестер и Смайли [197] показали, что энергия электромагнитной связи мантии с ядром по величине на четыре порядка меньше, чем требуется, чтобы обеспечить необходимое затухание.

Механизм возбуждения чандлеровских колебаний стал предметом многочисленных дискуссий. Годовых вариаций распределения масс в атмосфере недостаточно, так как их энергия по крайней мере на порядок величины меньше [159]. Часто выдвигалось предположение, что возбуждение чандлеровских колебаний связано с сейсмической активностью. До последнего времени вклад землетрясений оценивался величиной энергии, на несколько порядков меньшей, чем требуется. Это происходило главным образом потому, что, как полагали, поля смещений даже от самых сильных землетрясений не простирались далее чем на несколько сотен километров от очага. Пресс [174] показал, что регистрируемое поле смещений при сильнейших землетрясениях может распространяться на несколько тысяч километров от эпицентра. Опираясь на его работу, Мансина и Смайли [146, 147] с помощью теории дислокаций оценили изменения произведений инерции Земли, возникшие за счет нескольких больших сбросов, связанных с наиболее сильными землетрясениями. Основываясь на статистике землетрясений, они нашли, что их суммарным эффектом можно объяснить как возбуждение чандлеровских колебаний, так и медленное вековое смещение среднего положения полюса вращения Земли. Однако Мансина и Смайли [148] разошлись во мнении с Даленом [67] о том, достаточно ли суммарного эффекта землетрясений для поддержания чандлеровских колебаний. В работах [67, 68, 107, 205] независимо сформулирована теория для модели гравитирующей Земли с жидким ядром и реалистичным распределением плотности и упругих модулей в мантии

Эти теоретические рассуждения различаются в деталях, благодаря чему возникла дискуссия о физической природе статической деформации жидкого ядра. Однако эффект различия условий "сшивания" на границе мантия — ядро, вероятно, невелик, и авторы в общем согласны с тем, что очень сильное землетрясение может вызвать смещение полюса на  $\sim 0,1''$ .

Рочестер и Смайли [197] показали, что электромагнитной связи совершенно недостаточно для возбуждения чандлеровских колебаний. С другой стороны, Ранкорн [201] полагает, что высокочастотные составляющие вековых вариаций на границе мантия — ядро связаны с влиянием солнечных пятен на магнитное поле в ядре и могут импульсно передавать мантии момент сил. Этот момент может достаточно быстро воздействовать на момент количества движения, чтобы поддерживались чандлеровские колебания. Землетрясения не изменяют мгновенного положения географического полюса, но смещают ось вращения планеты, так что траектория полюса испытывает нерегулярные изменения. С другой стороны, импульсно передаваемые моменты сил не изменяют положения оси вращения планеты, но смещают географический полюс, так что радиус траектории полюса нерегулярно изменяется. Детальная теория электромагнитной связи для таких коротких периодов не была полностью разработана отчасти потому, что высокочастотные составляющие вековых вариаций экранируются проводящей нижней мантией, хотя электромагнитная связь существует только благодаря ее электропроводности. Однако Какута [119] пришел к выводу, что магнитогидродинамические колебания в ядре не могут возбудить заметных колебаний полюсов.

Высказывались также предположения, что существуют колебания полюса с более длинным периодом. В качестве доказательства Марковиц [149] привел эмпирический факт существования нутации с периодом 24 года. Бусе [38] предположил, что она является "откликом" мантии на нутации твердого внутреннего ядра, инерционно связанного с мантией через жидкое внешнее ядро. Используя более длинную, но менее однородную (по составу) запись, Рыхлова [202] нашла доказательство существования нутации с периодом 40 лет. Из наблюдений географической широты в Вашингтоне Мак-Карти [151] также нашел несколько больший "период", чем полученный Марковицем. Если это явление действительно имеет место, его можно считать единственным наблюдаемым проявлением существования твердого внутреннего ядра в полном спектре изменений вращения Земли.

#### 4.10. Топография границы ядро-мантия

По предположению Хайда, граница между мантией и ядром не является гладкой\*. Анализ годографов отраженных от этой границы продольных волн показывает, что никакая деталь ее рельефа не может превышать нескольких километров в высоту. Это является пределом разрешающей способности современных сейсмических методов. Хайд предположил, что случайные неоднородности границы мантия — ядро обеспечивают "топографическую" связь между ядром и мантией, и таким образом объяснил десятилетние флуктуации продолжительности суток (вязкая и электромагнитная связи представляются недостаточными — см. разд. 4.8). Неровности рельефа на границе ядро — мантия могут создавать горизонтальные изменения плотности, из-за которых возникают локальные гравитационные аномалии. Легко показать [100], что из-за различия плотностей на границе мантия — ядро неровности, имеющие горизонтальные размеры до нескольких тысяч километров и высоту приблизительно 1 км, дадут значительный (хотя и не преобладающий) вклад в наблюдаемые на поверхности Земли возмущения гравитационного поля. Хайд [97 — 99] выдвинул также предположение, что неровности границы мантия — ядро воздействуют на систему течений в ядре и, таким образом, влияют на детали геометрии магнитного поля Земли и его временные вариации.

Жидкое земное ядро, вероятно, является единственным местом, где локализованы электрические токи, создающие главное геомагнитное поле. Однако в высшей степени невероятно, что в нем могут иметься значительные вариации плотности, способные вызывать наблюдаемые возмущения гравитационного поля. Такие вариации плотности должны возникать главным образом в мантии. Поэтому любая корреляция между гравитационными и магнитными аномалиями должна отражать процессы на границе мантия — ядро. Хайд и Малин [101] указывают, что если и гравитационные и магнитные аномалии являются следствием одних и тех же особенностей рельефа границы, то между ними должна быть найдена статистически значимая корреляция. В самом деле, для коэффициентов разложения по сферическим функциям до 4-й степени они нашли, что коэффициент корреляции между крупномасштабными неоднородностями недипольного магнитного поля Земли (для эпохи 1965 г.) и гравитационным полем равен 0,84,

\* Ранее Гарленд [84] высказал предположение, что граница мантия — ядро может стать неровной за счет напряжений, создаваемых течениями во внешней части ядра.

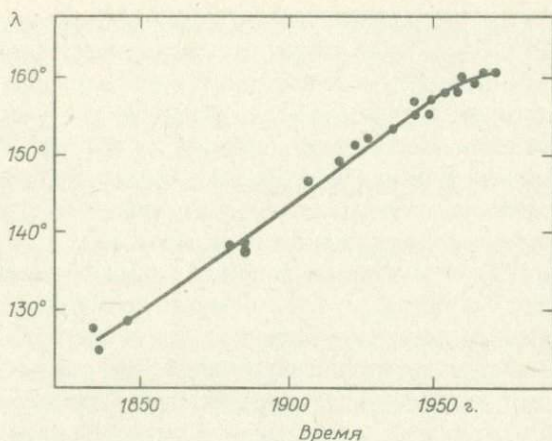


Рис. 4.25. Зависимость от времени смещения к востоку долготы  $\lambda$  между магнитным и гравитационным полями Земли [101].

при условии что магнитное поле смещено по долготе  $\lambda$  на  $160^\circ$  к востоку. Хайд и Малин также показали, что начиная с 1835 г.  $\lambda$  линейно росло со временем (рис. 4.25) (в 1835 г. впервые был надежно выполнен Гауссом гармонический анализ геомагнитного поля). Они получили следующий результат:

$$\lambda = (126,2 \pm 0,2)^\circ + (0,273 \pm 0,005)(t - 1835 \pm 10)^\circ, \quad (4.14)$$

где  $t$  — эпоха (год н.э.). Эта зависимость  $\lambda$  от  $t$  связана с западным дрейфом геомагнитного поля. По поводу упомянутой выше корреляции были высказаны некоторые возражения, касающиеся преимущественно использованных методов статистической обработки (см., например, [123, 134] и ответ Хайда и Малина [102]). Следует подчеркнуть, что, если даже корреляция имеется (что кажется наиболее вероятным), сам по себе этот факт еще не доказывает существования неровностей на границе мантия — ядро. Вполне возможно, что весьма малые изменения температуры у границы мантия — ядро могли, благодаря их влиянию на движения в ядре, вызвать заметные возмущения геомагнитного поля. Если эти изменения температуры в свою очередь отражают распределение плотности в нижней мантии, то должна наблюдаться корреляция между гравитационными и магнитными аномалиями.

Используя сферический гармонический анализ геомагнитного поля для шести более ранних эпох (1600, 1650, ..., 1850 г.), Баранова

и др. [9] распространили расчеты Хайда и Малина на период до 1600 г. (модель ИЗМИРАН Д-1 [11]). Они нашли, что связь между гравитационным и магнитным полями существовала в течение всего исследованного интервала времени, хотя эта связь сложнее, чем получается из анализа данных для небольшого отрезка времени ( $\sim 100$  лет). Западный дрейф, который был ясно виден на графике  $\lambda(t)$  для периода 1829 – 1950 гг., отчетливо наблюдается только у недипольного поля и практически отсутствует у квадрупольной составляющей.

Робинсон [192] развил теорию тепловой конвекции в мантии Земли в применении к пограничному слою и оценил возмущение границы мантия – ядро, вызванное таким конвективным движением. Он приравнял дополнительную гравитационную силу более тяжелой опускающейся струи к выталкивающей силе, возникающей благодаря возмущению границы мантия-ядро, и получил, что смещение равно  $\sim 1,5$  км. Это значение согласуется по порядку величины с тем, которое требовалось Хайду [98, 99], чтобы объяснить взаимодействие мантии и ядра.

#### *Литература*

1. **Acheson D.J., Hide R.**, Hydromagnetics of rotating fluids, Rep. Prog. Phys. (UK), **36**, 159, 1973.
2. **Allan D.W.**, Reversals of the Earth's magnetic field, Nature, **182**, 469, 1958.
3. **Allan D.W.**, On the behaviour of systems of coupled dynamos, Proc. Camb. Phil. Soc., **58**, 671, 1962.
4. **Backus G.E.**, The axi-symmetric self-excited fluid dynamo, Astrophys. J., **125**, 500, 1957.
5. **Backus G.E.**, A class of self-sustaining dissipative spherical dynamos, Ann. Phys., **4**, 372, 1958.
6. **Backus G.E.**, Kinematics of geomagnetic secular variation in a perfectly conducting core, Phil. Trans. Roy. Soc., **A263**, 239, 1968.
7. **Backus G.E. Chandrasekhar S.**, On Cowling's theorem on the impossibility of self-maintained axi-symmetric homogeneous dynamos, Proc. Natn. Acad. Sci. U.S.A. **42**, 105, 1956.
8. **Ball R.H., Kahle A.B., Vestine E.H.**, Determination of surface motions of the Earth's core, J. Geophys. Res., **74**, 3659, 1969.

9. Баранова Т.Н., Бенькова Н.П., Фрейзон А.А., Корреляция геомагнитного и гравитационного полей, Геомагнетизм и аэрономия, XIII, № 4, 1973.
10. Barbetti M., McElhinny M., Evidence of a geomagnetic excursion 30,000 yr BP, Nature, 239, 327, 1972.
11. Бенькова Н.П., Черевко Т.Ч., Адам Н.В., Препринт ИЗМИРАН, № 35, 1972.
12. Blakely R.J., Cox A., Detection of short geomagnetic polarity intervals from vector magnetic profiles, Trans. Am. Geophys. Un., 53, 974, 1972.
13. Bochev A., Two and three dipoles approximating the Earth's main magnetic field, Pure Appl. Geophys., 74, 29, 1969.
14. Bondi H., Gold T., On the generation of magnetism by fluid motion, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 110, 607, 1950.
15. Booker J.R., Geomagnetic data and core motions, Proc. Roy. Soc., A309, 27, 1969.
16. Брагинский С.И., Кинематические модели гидромагнитного динамо Земли, Геомагнетизм и аэрономия, IV, № 4, 1964.
17. Брагинский С.И., Магнитная гидродинамика земного ядра, Геомагнетизм и аэрономия, IV, № 5, 1964.
18. Брагинский С.И., Самовозбуждение магнитного поля при движении высокопроводящей жидкости, ЖЭТФ, 47, № 9, 1964.
19. Брагинский С.И., Теория гидромагнитного динамо, ЖЭТФ, 47, № 12, 1964.
20. Брагинский С.И., Магнитные волны в ядре Земли, Геомагнетизм и аэрономия, VII, № 6, 1967.
21. Брагинский С.И., Магнитогидродинамические крутильные колебания в земном ядре и вариации длины суток, Геомагнетизм и аэрономия, X, № 1, 1970.
22. Брагинский С.И., О спектре колебаний гидромагнитного динамо Земли, Геомагнетизм и аэрономия, X, № 2, 1970.
23. Брагинский С.И., Происхождение геомагнитного поля и его вековые вариации, Труды XV Генеральной ассамблеи МГГС, М., IAGA Bull., № 31, 41, 1971.
24. Брагинский С.И., Аналитическое представление геомагнитного поля в прошедшие эпохи и определение спектра магнитных волн в земном ядре, Геомагнетизм и аэрономия, XII, № 5, 1972.
25. Bridgman P.W., Proc. Am. Acad. Arts Sci., 84, 179, 1957.
26. Brunhes V., Recherches sur le direction d'aimantation des roches volcaniques, J. Phys., 5, 705, 1906.

27. **Bucha V.**, Archaeomagnetic and palaeomagnetic study of the magnetic field of the Earth in the past 600,000 years, *Nature*, **213**, 1005, 1967.
28. **Bucha V.**, Changes in the Earth's magnetic field during the archaeological past, *Comments Earth Sci., Geophys.*, **1**, 20, 1970.
29. **Bullard E.C.**, The magnetic field within the Earth, *Proc. Roy. Soc.*, **A197**, 433, 1949.
30. **Bullard E.C.**, Electromagnetic induction in a rotating sphere, *Proc. Roy. Soc.*, **A199**, 413, 1949.
31. **Bullard E.C.**, The stability of a homopolar dynamo, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **51**, 744, 1955.
32. **Bullard E.C.**, Reversals of the Earth's magnetic field, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A263**, 481, 1968.
33. **Bullard E.C., Freedman C., Gellman H., Nixon J.**, The westward drift of the Earth's magnetic field, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A243**, 67, 1950.
34. **Bullard E.C., Gellman H.**, Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A247**, 213, 1954.
35. **Burg J.P.**, Maximum entropy spectral analysis, Paper presented at the 37th meeting, *Soc. Explor. Geophys.*, Oklahoma City, Okla, Oct. 31, 1967.
36. **Burg J.P.**, A new analysis technique for time series data, Paper presented at NATO Advanced Study Institute on Signal Processing, Aug. 1968, Enschede, Netherlands, 1968.
37. **Busse F.H.**, Steady flow in a precessing spheroidal shell, *J. Fluid Mech.*, **33**, 739, 1968.
38. **Busse F.H.**, The dynamical coupling between inner core and mantle of the Earth and the 24-year libration of the pole, in *Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth* (ed. L. Mansinha, D.E. Smylie and A.E. Beck), D. Reidel Publ. Co., Holland, 1970.
39. **Busse F.H.**, Bewegungen im kern der Erde, *Z. Geophys.*, **37(2)**, 153, 1971.
40. **Busse F.H.**, Generation of magnetic fields by convection, *J. Fluid Mech.*, **57**, 529, 1973.
41. **Busse F.H.**, частное сообщение, 1973.
42. **Childress S.**, Construction of steady-state hydromagnetic dynamos, II: The spherical conductor, *Courant Inst. Math. Sci. Rept.* AFOSR-67-0976, 1967.

43. Childress S., Théorie magnétohydrodynamique de l'effect dynamo, Rept. Dept. Mécanique, Fac. Sci. Paris (Lectures delivered at l'Institut Henri Poincaré, Jan. — March, 1968), 1968.
44. Childress S., New solutions of the kinematic dynamo problem, J. Math. Phys., **11**, 3063, 1970.
45. Childress S., Soward A.M., Convection-driven hydromagnetic dynamo, Phys. Rev. Letters, **29**, 837, 1972.
46. Cook A.E., Roberts P.H., The Rikitake two-disk dynamo system, Proc. Camb. Phil. Soc., **68**, 547, 1970.
47. Cowling T.G., The magnetic field of sunspots, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **94**, 39, 1934.
48. Cowling T.G., The dynamo maintenance of steady magnetic fields, Q. Jl Mech. Appl. Math., **10**, 129, 1957.
49. Cowling T.G., The axisymmetric dynamo, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **140**, 547, 1968.
50. Cox A., Length of geomagnetic polarity intervals, J. Geophys. Res., **73**, 3247, 1968.
51. Cox A., Geomagnetic reversals, Science, **163**, 237, 1969.
52. Cox A., Geomagnetic reversals, characteristic time constants, and stochastic processes, Int. Conf. Core — Mantle Interface, Trans. Am. Geophys. Un., **53**, 613, 1972.
53. Cox A., Doell R.R., Long period variations of the geomagnetic field, Bull. Seism. Soc. Am., **54**, 2243, 1964.
54. Cox A., Doell R.R., Dalrymple G.B., Reversals of the Earth's magnetic field, Science, **144**, 1537, 1964.
55. Crain I.K., Crain P.L., New stochastic model for geomagnetic reversals, Nature, **228**, 39, 1970.
56. Crain I.K., Crain P.L., Plaut M.G., Long period Fourier spectrum of geomagnetic reversals, Nature, **223**, 283, 1969.
57. Creer K.M., The behaviour of the paleo-geomagnetic field during reversals, Int. Conf. Core — Mantle Interface, Trans. Am. Geophys. Un., **53**, 614, 1972.
58. Creer K.M., Ispir Y., An interpretation of the behaviour of the geomagnetic field during polarity transitions, Phys. Earth Planet. Int., **2**, 283.
59. Creer K.M., Thompson R., Molyneux L., MacKereth F.J., Geomagnetic secular variation recorded in the stable magnetic remanence of recent sediments, Earth Planet. Sci. Letters, **14**, 115, 1972.
60. Currie R.G., The geomagnetic spectrum — 40 days to 5 · 5 years, J. Geophys. Res., **71**, 4579, 1966.

61. Currie R.G., Geomagnetic spectrum of internal origin and lower mantle conductivity, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2779, 1968.
62. Currie R.G., Geomagnetic time spectra - 2 to 70 years, *Astrophys. Space Sci.*, **21**, 425, 1973.
63. Currie R.G., The  $\sim 60$  year spectral line in length of day fluctuations, *S. Afr. J. Sci.*, **69**, 180, 1973.
64. Currie R.G., Pacific region anomaly in the geomagnetic spectrum at  $\sim 60$  years, *S. Afr. J. Sci.*, **69**, 379, 1973.
65. Dagley P., Lawley E., Palaeomagnetic evidence for the transitional behaviour of the geomagnetic field, *Geophys. J.*, **36**, 577, 1974.
66. Dagley P., Wilson R.L., Ade-Hall J.M., Walker G.P.L., Haggerty S.E., Sigurgeirsson T., Watkins N.D., Smith P.J., Edwards J., Grasty R.L., Geomagnetic polarity zones for Icelandic lavas, *Nature*, **216**, 25, 1967.
67. Dahlen F.A., The excitation of the Chandler wobble by earthquakes, *Geophys. J.*, **25**, 157, 1971.
68. Dahlen F.A., A correction to the excitation of the Chandler wobble by earthquakes, *Geophys. J.*, **32**, 203, 1973.
69. Doell R., Dalrymple G.B., Geomagnetic polarity epochs: a new polarity event and the age of the Brunhes/Matuyama boundary, *Science*, **152**, 1060, 1966.
70. Doell R.R., Cox A., Pacific geomagnetic secular variation, *Science*, **171**, 248, 1971.
71. Doell R.R., Cox A., The Pacific geomagnetic secular variation anomaly and the question of lateral uniformity in the lower mantle, in *The Nature of the Solid Earth* (ed. E.C. Robertson), McGraw-Hill, New York, 1972.
72. Dunn J.R., Fuller M., Ito H., Schmidt V.A., Palaeomagnetic study of a reversal of the Earth's magnetic field, *Science*, **172**, 840, 1971.
73. Elsasser W.M., Induction effects in terrestrial magnetism, Part I: Theory, *Phys. Rev.*, **69**, 106, 1946.
74. Elsasser W.M., Induction effects in terrestrial magnetism, Part II: The secular variation, *Phys. Rev.*, **70**, 202, 1946.
75. Elsasser W.M., Induction effects in terrestrial magnetism, Part III: Electric modes, *Phys. Rev.*, **72**, 821, 1947.
76. Elsasser W.M., The Earth's interior and geomagnetism, *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 1, 1950.
77. Elsasser W.M., Dimensional values in magnetohydrodynamics, *Phys. Rev.*, **95**, 1, 1954.
78. Frazer M.C., A search for axisymmetric dynamos, *Phys. Earth Planet. Int.*, **7**, 111, 1973.

79. **Frazer M.C.**, The dynamo problem and the geomagnetic field, *Contemp. Phys.*, **14**, 213, 1973.
80. **Fukao Y.**, On the radiative heat transfer and the thermal conductivity in the upper mantle, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **47**, 549, 1969.
81. **Гаипитис А.**, Самовозбуждение магнитного поля парой вихревых колец, *Магнитная гидродинамика*, № 6, 19, 1970.
82. **Gans R.F.**, On hydromagnetic oscillations in a rotating cavity, *J. Fluid Mech.*, **50**, 449, 1971.
83. **Gardiner R.B.**, **Stacey F.D.**, Electrical resistivity of the core, *Phys. Earth Planet. Int.*, **4**, 406, 1971.
84. **Garland G.D.**, The figure of the Earth's core and the non-dipole field, *J. Geophys. Res.*, **62**, 486, 1957.
85. **Gibson R.D.**, **Roberts P.H.**, The Bullard – Gellman dynamo, *in*. The Application of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors (ed. S.K. Runcorn), Wiley, New York, 1969.
86. **Gilliland J.M.**, Meanfield electrodynamics and dynamo theories of planetary magnetic fields, Ph. D. Thesis, University of Alberta, 1973.
87. **Gubbins D.**, Kinematic dynamos and geomagnetism, *Nature Phys. Sci.*, **238**, 119, 1972.
88. **Gubbins D.**, Numerical solutions of the kinematic dynamo problem, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A274**, 493, 1973.
89. **Gubbins D.**, Theories of the geomagnetic and solar dynamos, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **12**, 137, 1974.
90. **Harrison C.G.A.**, **Somayajulu B.L.K.**, Behaviour of the Earth's magnetic field during a reversal, *Nature*, **212**, 1193, 1966.
91. **Heirtzler J.R.**, **Dickson G.O.**, **Herron E.M.**, **Pitman III, W.C.**, **LePichon X.**, Marine magnetic anomalies, geomagnetic field reversals and motions of the ocean floor and continents, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2119, 1968.
92. **Helsley C.E.**, Post Paleozoic magnetic reversals, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **53**, 363, 1972.
93. **Helsley C.E.**, **Steiner M.B.**, Evidence for long intervals of normal polarity during the Cretaceous period, *Earth Planet. Sci. Letters*, **5**, 325, 1969.
94. **Herzenberg A.**, Geomagnetic dynamos, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A250**, 543, 1958.
95. **Hide R.**, The hydrodynamics of the Earth's core, *in* *Physics and Chemistry of the Earth*, Vol. I, Pergamon Press, Oxford, 1956, p. 94.
96. **Hide R.**, Free hydromagnetic oscillations of the Earth's core and

- the theory of the geomagnetic secular variation, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A259**, 615, 1966.
97. **Hide R.**, Motions of the Earth's core and mantle and variations of the main geomagnetic field, *Science*, **157**, 55, 1967.
  98. **Hide R.**, Interaction between the Earth's liquid core and solid mantle, *Nature*, **222**, 1055, 1969.
  99. **Hide R.**, On the Earth's core-mantle interface, *Q. Jl R. Met. Soc.*, **96**, 579, 1970.
  100. **Hide R.**, **Horai K.-I.**, On the topography of the core-mantle interface, *Phys. Earth Planet. Int.*, **1**, 305, 1968.
  101. **Hide R.**, **Malin S.R.C.**, Novel correlations between global features of the Earth's gravitational and magnetic fields, *Nature*, **225**, 605, 1970.
  102. **Hide R.**, **Malin S.R.C.**, Novel correlations between global features of the Earth's gravitational and magnetic fields: further statistical considerations, *Nature Phys. Sci.*, **230**, 63, 1971.
  103. **Hide R.**, **Stewartson K.**, Hydromagnetic oscillations of the Earth's core, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **10**, 579, 1972.
  104. **Honkura Y.**, **Rikitake T.**, Core motion as inferred from drifting and standing non-dipole fields, *J. Geomagn. Geoelect.*, **24**, 223, 1972.
  105. **Hurley P.M.**, Correlations to: Absolute abundance and distribution of Rb, K and Sr in the Earth, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **32**, 1025, 1968.
  106. IAGA Bulletin No. 28, The World Magnetic Survey 1957 - 1969 (ed. A.J. Zmuda), IUGG Publ. Off., Paris, 1971.
  107. **Israel M.**, **Ben-Menahem A.**, **Singh S.J.**, Residual deformation of real Earth models with application to the Chandler wobble, *Geophys. J.*, **32**, 219, 1973.
  108. **Jacobs J.A.**, The Earth's Core and Geomagnetism, Pergamon Press, Oxford, 1963
  109. **Jacobs J.A.**, Reversals of the Earth's magnetic field, *Nature*, **230**, 574, 1971.
  110. **Jacobs J.A.**, **Chan T.**, **Frazer M.C.**, Precession and the Earth's magnetic field, *Nature*, **235**, 24, 1972.
  111. **Jain A.**, **Evans R.**, Calculation of the electrical resistivity of liquid iron in the Earth's core, *Nature Phys. Sci.*, **235**, 165, 1972.
  112. **James R.W.**, An equation for estimating westward drift, *J. Geomagn. Geoelect.*, **20**, 429, 1968.
  113. **James R.W.**, Decomposition of geomagnetic secular variation into drifting and non-drifting components, *J. Geomagn. Geoelect.*, **22**, 241, 1970.
  114. **James R.W.**, More on secular variation, *Comments Earth Sci. Geophys.*, **2**, 28, 1971.

115. **Jin Rong-Sheng**, Dipole moments of the Earth, 1905 – 1966, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **54**, 235, 1973.
116. **Johnston M.J.S., Strens R.G.J.**, Electrical conductivity of molten Fe-Ni-S.C core mix, *Phys. Earth Planet. Int.*, **7**, 217, 1973.
117. **Kahle A.B., Ball R.H., Vestine E.H.**, Comparison of estimates of fluid motions at the surface of the Earth's core for various epochs, *J. Geophys. Res.*, **72**, 4917, 1967.
118. **Kahle A.B., Ball R.H., Cain J.C.**, Prediction of geomagnetic secular change confirmed, *Nature*, **240**, 165, 1969.
119. **Kakui C.**, Magnetohydrodynamic oscillation within the fluid core and irregularities in the rotational motion of the Earth, *Publ. Int. Latit. Obs. Mizasawa*, **5**, 17, 1965.
120. **Kawai N., Hirooka K.**, Wobbling motion of the geomagnetic dipole field in historic time during these 2000 years, *J. Geomagn. Geoelect.*, **19**, 217, 1967.
121. **Kawai N., Mochizuki S.**, Metallic states in the three 3d transition metal oxides,  $Fe_2O_3$ ,  $Cr_2O_3$  and  $TiO_2$  under static high pressure, *Phys. Letters*, **36A**, 54, 1971.
122. **Kawai N., Nakajima T., Hirooka K., Kobayashi K.**, The oscillation of field in the Matuyama geomagnetic epoch and the fine structure of the geomagnetic transition, *in Rock Magnetism and Paleogeophysics* (ed. M. Kono), **1**, 53, Tokyo, 1973.
123. **Khan M.A.**, Correlations between the Earth's gravitational and magnetic fields, *Nature Phys. Sci.*, **230**, 57, 1971.
124. **Kitazawa K.**, Intensity of the geomagnetic field in Japan for the past 10,000 years, *J. Geophys. Res.*, **75**, 7403, 1970.
125. **Kovacheva M.**, Inclination of the Earth's magnetic field during the last 2000 years in Bulgaria, *J. Geomagn. Geoelect.*, **21**, 573, 1969.
126. **Lacoss R.T.**, Data adaptive spectral analysis methods, *Geophys.*, **36**, 661, 1971.
127. **Larmor J.**, How could a rotating body such as the sun become a magnet?, *Rep. Br. Ass. Advmt. Sci.*, **159**, 1919.
128. **Larson E.E., Watson D.E., Jennings W.**, Regional comparison of a Miocene geomagnetic transition in Oregon and Nevada, *Earth Planet. Sci. Letters*, **11**, 391, 1971.
129. **Lee W.H.K., Uyeda S.**, Review of heat flow data, *in Terrestrial Heat Flow*, Geophysical Monograph No. 8, *Am. Geophys. Un.*, 1965.
130. **Leorat J.**, Origine des champs magnétiques terrestre et solaire – théorie des dynamos turbulentes, *Thèse Fac. Sci. Paris, Doctorat 3e Cycle*, 1969.

131. **Lilley F.E.M.**, On kinematic dynamos, Proc. Roy. Soc., **A316**, 153, 1970.
132. **Lortz D.**, Impossibility of steady dynamos with certain symmetries, Phys. Fluids, **11**, 913, 1968.
133. **Lowes F.J.**, Possible evidence on core evolution from geomagnetic dynamo theories, Phys. Earth Planet. Int., **2**, 382, 1970.
134. **Lowes F.J.**, Significance of the correlation between spherical harmonic fields, Nature Phys. Sci., **230**, 61, 1971.
135. **Lowes F.J.**, The recent geomagnetic field and its time variation, Int. Conf. Core - Mantle Interface, Trans. Am. Geophys. Un., **53**, 610, 1972.
136. **Lowes F.J.**, Spatial power spectrum of the main geomagnetic field and extrapolation to the core, Geophys. J., **36**, 717, 1974.
137. **Lowes F.J.**, Rotation of the geomagnetic field, Nature, **248**, 402, 1974.
138. **Lowes F.J.**, **Wilkinson I.**, Geomagnetic dynamo: A laboratory model, Nature, **198**, 1158, 1963.
139. **Malin S.R.C.**, **Saunders I.**, Rotation of the Earth's magnetic field, Nature, **245**, 25, 1973.
140. **Malin S.R.C.**, **Saunders I.**, Rotation of the geomagnetic field - Reply, Nature, **248**, 403, 1974.
141. **Malkus W.V.R.**, Precessional torques as the cause of geomagnetism, J. Geophys. Res., **68**, 2871, 1963.
142. **Malkus W.V.R.**, Hydromagnetic planetary waves, J. Fluid Mech., **28**, 793, 1967.
143. **Malkus W.V.R.**, Precession of the Earth as the cause of geomagnetism, Science, **160**, 259, 1968.
144. **Malkus W.V.R.**, Motions in the fluid core, in *Mantle and Core in Planetary Physics* (ed. J. Coulomb and M. Caputo), Proc. Internat. School of Physics "Enrico Fermi", Course L., Academic Press, New York, 1971.
145. **Malkus W.V.R.**, Reversing Bullard's dynamo, Int. Conf. Core - Mantle Interface, Trans. Am. Geophys. Un., **53**, 617, 1972.
146. **Mansinha L.**, **Smylie D.E.**, Effect of earthquakes on the Chandler wobble and the secular polar shift, J. Geophys. Res., **72**, 4731, 67.
147. **Mansinha L.**, **Smylie D.E.**, Earthquakes and the Earth's wobble, Science, **161**, 1127, 1968.
148. **Mansinha L.**, **Smylie D.E.**, Seismic excitation of the Chandler wobble, in *Earthquake Displacement Field and the Rotation of the Earth* (ed. L. Mansinha, D.E. Smylie and A.E. Beck), D.Reidel Publ. Co., Holland, 1970.

149. **Markowitz W.**, Sudden changes in rotational acceleration of the Earth and secular motion of the pole, *in Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth* (ed. L. Mansinha, D.E. Smylie and A-E. Beck), D. Reidel Publ. Co., Holland, 1970.
150. **Márton P.**, Secular variation of the geomagnetic virtual dipole field during the last 2000 years as inferred from the spherical harmonic analysis of the available archeomagnetic data. *Pure Appl. Geophys.*, **81**, 163, 1970.
151. **McCarthy D.D.**, Secular and non-polar variation of Washington latitude, *in Rotation of the Earth* (ed. P. Melchior and S. Yumi), D. Reidel Publ. Co., Holland, 1972.
152. **McDonald K.L.**, **Gunst R.H.**, Recent trends in the Earth's magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2057, 1968.
153. **McElhinny M.W.**, Geomagnetic reversals during the Phanerozoic, *Science*, **172**, 157, 1971.
154. **McElhinny M.W.**, **E vans M.E.**, An investigation of the strength of the geomagnetic field in the early Pre-cambrian, *Phys. Earth Planet Int.*, **1**, 485, 1968.
155. **Moffatt H.K.**, Turbulent dynamo action at low magnetic Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, **41**, 435, 1970.
156. **Moffatt H.K.**, An approach to a dynamic theory of dynamo action in a rotating conducting fluid, *J. Fluid Mech.*, **53**, 385, 1972.
157. **Moffatt H.K.**, Report on the NATO Advanced Study Institute on magnetohydrodynamic phenomena in rotating fluids, *J. Fluid Mech.*, **57**, 625, 1973.
158. **Mullan D.J.**, Earthquake waves and the geomagnetic dynamo, *Science*, **181**, 553, 1973.
159. **Munk W.H.**, **Hassan E.S.M.**, Atmospheric excitation of the Earth's wobble, *Geophys. J.*, **4**, 339, 1961.
160. **Nagata T.**, Length of geomagnetic polarity intervals, *J. Geomagn. Geoelect.*, **21**, 701, 1969.
161. **Namikawa T.**, **Matsushita S.**, Kinematic dynamo problem, *Geophys. J.*, **19**, 395, 1970.
162. **Néel L.**, L'inversion de l'aimantation permanente des roches, *Annls Geophys.*, **7**, 90, 1951.
163. **Néel L.**, Some theoretical aspects of rock magnetism, *Phil. Mag. Supp. Adv. Phys.*, **4**, 191, 1955.
164. **Nelson J.H.**, **Hurwitz L.**, **Knapp D.G.**, Magnetism of the Earth, Publ. 40 - 1, U.S. Dept. Comm. Coast Geod. Surv., Washington, 1962.

165. **Opdyke N.D.**, The Jaramillo event as detected in oceanic cores, in *The Application of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors* (ed. S.K. Runcorn), Wiley-Interscience, New York, 1969.
1966. **Opdyke N.D.**, Paleomagnetism of deep-sea cores, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **10**, 213, 1972.
167. **Opdyke N.D.**, **Glass B.**, **Hays J.D.**, **Foster J.**, Paleomagnetic study of Antarctic deep-sea cores, *Science*, **154**, 349, 1966.
168. **Opdyke N.D.**, **Kent D.V.**, **Lowrie W.**, Details of magnetic polarity transitions recorded in a high-deposition rate deep-sea core, *Earth Planet. Sci. Letters*, **20**, 315, 1973.
169. **Орлов В. П.**, The leading trends of the secular variation investigation, *J. Geomagn. Geoelect.*, **17**, 277, 1965.
170. **Parker E.N.**, Hydromagnetic dynamo models, *Astrophys. J.*, **122**, 293, 1955.
171. **Parker E.N.**, The occasional reversal of the geomagnetic field, *Astrophys. J.*, **158**, 815, 1969.
172. **Pitt G.D.**, **Tozer D.C.**, Optical absorption measurements on natural and synthetic ferromagnesian minerals subjected to high pressure, *Phys. Earth Planet. Int.*, **2**, 179, 1970.
173. **Pitt G.D.**, **Tozer D.C.**, Radiative heat transfer in dense media and its magnitude in olivines and some other ferromagnesian minerals under typical upper mantle conditions, *Phys. Earth Planet. Int.*, **2**, 189, 1970.
194. **Press F.**, Displacements, strains and tilts at teleseismic distances, *J. Geophys. Res.*, **70**, 2395, 1965.
175. **Пудовкин И.М.**, **Валуева Г.Е.**, Причины так называемого западного дрейфа геомагнитного поля, *Геомагнетизм и аэронавигация*, VII, № 5, 1967.
176. **Пудовкин И.М.**, **Валуева Г.Е.**, О характере дрейфа главного эксцентричного геомагнитного диполя, *Геомагнетизм и аэронавигация*, XII, № 3, 1972.
177. **Reid A.B.**, A palaeomagnetic study at 1800 million years in Canada, Ph. D. Thesis, University of Alberta, 1972.
178. **Rikitake T.**, Oscillations of a system of disk dynamos, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **54**, 89, 1958.
179. **Rikitake T.**, *Electromagnetism and the Earth's Interior*, Elsevier Publ. Co., Amsterdam, 1966.
180. **Rikitake T.**, Westward drift of the equatorial component of the Earth's magnetic dipole, *J. Geomagn. Geoelect.*, **18**, 383, 1966.
181. **Rikitake T.**, Non-dipole field and fluid motions in the Earth's core, *J. Geomagn. Geoelect.*, **19**, 129, 1967.

182. **Rikitake T., Hagiwara Y.**, Non-steady state of a Herzenberg dynamo, *J. Geomagn. Geoelect.*, **18**, 393, 1966.
183. **Roberts G.O.**, Spatially periodic dynamos, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A266**, 535, 1970.
184. **Roberts G.O.**, Dynamo action of fluid motions with two-dimensional periodicity, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A271**, 411, 1972.
185. **Roberts P.H.**, *An Introduction to Magnetohydrodynamics*, Longmans, London, 1967.
186. **Roberts P.H.**, The dynamo problem, *Woods Hole Ocean, Inst. Rept.* 67 - 54, Vol. 1, 51 and 178, , 1967.
187. **Roberts P.H.**, Dynamo theory, in *Mathematical Problems in the Geophysical Sciences* (ed. W.H. Reid), *Lectures in Applied Mathematics*, Vol. 14, Am. Math. Soc., 1971.
188. **Roberts P.H.**, Dynamo theory of geomagnetism, in *World Magnetic Survey 1957 - 1969* (ed. A.J. Zmuda), *IAGA Bull.* 28, IUGG Publ. Off., Paris, 1971.
189. **Roberts P.H.**, Kinematic dynamo models, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A272**, 663, 1972.
190. **Roberts P.H., Stix M.**, The turbulent dynamo: a translation of a series of papers by F. Krause, K.-H. Rädler and M., Steenbeck, *NCAR Tech. Note* 1A - 60, Boulder, Colo, 1971.
191. **Roberts P.H., Soward A.M.**, Magnetohydrodynamics of the Earth's core, in *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **4**, 1972.
192. **Robinson J.L.**, A note on convection in the Earth's mantle, *Earth Planet. Sci. Letters*, **21**, 190, 1974.
193. **Rochester M.G.**, Geomagnetic westward drift and irregularities in the Earth's rotation, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A252**, 531, 1960.
194. **Rochester M.G.**, Perturbations in the Earth's rotation and geomagnetic core - mantle coupling, *J. Geomagn. Geoelect.*, **20**, 387, 1968.
195. **Rochester M.G.**, Core - mantle interactions: geophysical and astronomical consequences, in *Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth* (ed. L. Mansinha, D.E. Smylie and A.E. Beck), D. Reidel Publ. Co., Holland, 1970.
196. **Rochester M.G.**, The Earth's Rotation, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **54**, 769, 1973.
197. **Rochester M.G., Smylie D.E.**, Geomagnetic core - mantle coupling and the Chandler wobble, *Geophys. J.*, **10**, 289, 1965.
198. **Rochester M.G., Jacobs J.A., Smylie D.E., Chong K.F.**, Can precession power the geomagnetic dynamo?, *Geophys. J.*, 1975.
199. **Runcorn S.K.**, Changes in the Earth's moment of inertia, *Nature*, **204**, 823, 1964.

200. **Runcorn S.K.**, Palaeontological measurements of the changes in the rotation rates of Earth and moon and of the rate of retreat of the moon from the Earth, *in* Palaeogeophysics (ed. S.K. Runcorn), Academic Press, London, 1970.
201. **Runcorn S.K.**, A possible cause of the correlation between earthquakes and polar motions, *in* Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth (ed. L. Mansinha, D.E. Smylie and A.E. Beck), D. Reidel Publ. Co., Holland, 1970.
202. **Рыхлова Л.В.**, Изменение параметров свободной нутации Земли за 119 лет наблюдений, *Астрон. ж.*, **13**, 544, 1969.
203. **Skiles D.D.**, A method of inferring the direction of drift of the geomagnetic field from palaeomagnetic data, *J. Geomagn. Geoelect.*, **22**, 441, 1970.
204. **Smith P.J.**, The intensity of the ancient geomagnetic field: a review and analysis, *Geophys. J.*, **12**, 321, 1967.
205. **Smylie D.E.**, **Mansinha L.**, The elasticity theory of dislocations in real earth models and changes in the rotation of the Earth, *Geophys. J.*, **23**, 329, 1971.
206. **Soward A.M.**, A kinematic theory of large magnetic Reynolds number dynamos, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A272**, 431, 1972.
207. **Stacey F.D.**, Electrical resistivity of the Earth's core, *Earth Planet. Sci. Letters*, **3**, 204, 1967.
208. **Stacey F.D.**, The coupling of the core to the precession of the Earth, *Geophys. J.*, **33**, 47, 1973.
209. **Steenbeck M.**, **Krause F.**, Erklärung stellarer und planetarer magnetfelder durch ein turbulenzbedingten dynamomechanismus, *Z. Naturforsch.*, **21a**, 1285, 1966 (ст. **P.H. Roberts** and **M. Stix**, 1971).
210. **Steinhauser P.**, **Vincenz S.A.**, Equatorial paleopoles and behaviour of the dipole field during polarity transitions, *Earth Planet. Sci. Letters*, **19**, 113, 1973.
211. **Stewart A.D.**, **Irving E.**, Palaeomagnetism of Precambrian red beds from N.W. Scotland, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **54**, 248, 1973.
212. **Stewartson K.**, Slow oscillations of fluid in a rotating cavity in the presence of a toroidal magnetic field, *Proc. Roy. Soc.*, **A299**, 173, 1967.
213. **Stewartson K.**, Planetary waves, *in* Mathematical Problems in the Geophysical Science (ed. W.H. Reid), Lectures in Applied Mathematics, Vol. 14, Am. Math. Soc., 1971.
214. **Toomre A.**, On the coupling of the Earth's core and mantle during the 26, 000-year precession, *in* The Earth - Moon System (ed. B.G. Marsden and A.G.W. Cameron), Plenum Press, New York, 1966.

215. **Тверской Б.А.**, К теории гидродинамического самовозбуждения регулярных магнитных полей, *Геомagnetизм и аэрономия*, VI, № 1, 1966.
216. **Ulrych T.J.**, Maximum entropy power spectrum of truncated sinusoids, *J. Geophys. Res.*, **77**, 1396, 1972.
217. **Urey H.C.**, *The Planets: Their Origin and Development*, Yale University Press, 1952.
218. **Verosub K.L.**, **Cox A.**, Changes in the total magnetic energy external to the Earth's core, *J. Geomagn. Geoelect.*, **23**, 235, 1971.
219. **Vestine E.H.**, On variations of the geomagnetic field, fluid motion, and the rate of the Earth's rotation, *J. Geophys. Res.*, **58**, 127, 1953.
220. **Vestine E.H.**, **Kahle A.B.**, The westward drift and geomagnetic secular change, *Geophys. J.*, **15**, 29, 1968.
221. **Vestine E.H.**, **Laporte L.**, **Cooper C.**, **Lange I.**, **Hendrix W.C.**, Description of the Earth's main magnetic field and its secular change, 1905 - 1945, *Carnegie Inst. Wash. Publ. No. 578*, 1947.
222. **Vogt P.R.**, **Einwich A.**, **Johnson G.L.**, A preliminary Jurassic and Cretaceous reversal chronology from marine magnetic anomalies in the western North Atlantic, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **53**, 363, 1972.
223. **Watkins N.D.**, Unstable components and palaeomagnetic evidence for a geomagnetic polarity transition, *J. Geomagn. Geoelect.*, **19**, 63, 1967.
224. **Watkins N.D.**, Non-dipole behaviour during an upper Miocene geomagnetic polarity transition in Oregon, *Geophys. J.*, **17**, 121, 1969.
225. **Wilson R.L.**, **Dagley P.**, **McCormack A.G.**, Palaeomagnetic evidence about the source of the geomagnetic field, *Geophys. J.*, **28**, 213, 1972.
226. **Won I.J.**, **Kuo J.T.**, Oscillation of the Earth's inner core and its relation to the generation of geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, **78**, 905, 1973.
227. **Yaskawa K.**, Reversals in Brunhes normal polarity epoch, in *Rock Magnetism and Paleogeophysics* (ed. M. Kono), 1, 44, Tokyo, 1973.
228. **Yukutake T.**, The westward drift of the magnetic field of the Earth, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **40**, 1, 1962.
229. **Yukutake T.**, The drift velocity of the geomagnetic secular variation, *J. Geomagn. Geoelect.*, **20**, 403, 1968.
230. **Yukutake T.**, Two methods of estimating the drift rate of the Earth's magnetic field, *J. Geomagn. Geoelect.*, **20**, 427, 1968.

231. **Yukutake T.**, Geomagnetic secular variation, *Comments Earth Sci. Geophys.*, **1**, 55, 1970.
232. **Yukutake T.**, Spherical harmonic analysis of the Earth's magnetic field for the 17th and 18th centuries, *J. Geomagn. Geoelect.*, **23**, 39, 1971.
233. **Yukutake T.**, The effect of change in the geomagnetic dipole moment on the rate of the Earth's rotation, *J. Geomagn. Geoelect.*, **24**, 19, 1972.
234. **Yukutake T.**, Fluctuations in the Earth's rate of rotation related to changes in the geomagnetic dipole field, *J. Geomagn. Geoelect.*, **25**, 195, 1973.
235. **Yukutake T.**, The eccentric dipole, and inadequate representation of the geomagnetic field as a whole, *J. Geomagn. Geoelect.*, **25**, 231, 1973.
236. **Yukutake T.**, **Tachinaka H.**, Separation of the Earth's magnetic field into the drifting and the standing parts, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **47**, 65, 1969.
237. **Ziman J.M.**, A theory of the electrical properties of liquid metals, 1: The monovalent metals, *Phil. Mag.*, **6**, 1013, 1961.
238. **Ziman J.M.**, The calculation of Bloch functions, *Solid St. Phys.*, **26**, 1, 1971.

## Состав ядра

## 5.1 Уравнения состояния

Под уравнением состояния понимается соотношение между давлением, удельным объемом и температурой вещества. Уравнения состояния не могут содержать предысторию вещества, тем самым из рассмотрения исключаются негидростатические напряжения; большие негидростатические напряжения, вообще говоря, приводят к необратимым пластическим деформациям. Давления и температуры в глубинах Земли, с одной стороны, достаточно высоки, что затрудняет их воспроизведение в лабораторных условиях, а с другой — слишком низки, что не позволяет применять к ним квантовую статистику Томаса — Ферми — Дирака. Однако температуры образующих ядро веществ, как правило, выше характеристических температур Дебая, так что для описания характера колебаний кристаллических решеток можно применять классический анализ.

Измерения скорости продольных волн в горных породах показывают, что она зависит главным образом от плотности и средней атомной массы. Поскольку средние атомные массы наиболее распространенных пород независимо от их состава заключены между 21 и 22, породы и минералы весьма различного состава могут иметь одинаковые плотности и скорости сейсмических волн. Поэтому по одним лишь сейсмическим данным невозможно сделать вывод о химическом составе — необходимы еще лабораторные эксперименты в условиях тех температур и давлений, которые существуют в недрах Земли.

В своей пионерской экспериментальной работе Бриджмен изучал действие давлений до 100 кбар, что соответствует глубинам в Земле порядка 300 км. Однако в последние годы был определен модуль всестороннего сжатия методом ударных волн при давлениях, даже больших, чем в центре Земли. Такие высокие давления создаются в течение очень коротких промежутков времени за фронтом сильной ударной волны, возбужденной взрывом, и на порядок превосходят давления,

которые могут быть получены статическими методами. Подробное описание методики этих экспериментов можно найти в работе [60].

Уравнение состояния, полученное из экспериментов с ударными волнами, обычно имеет форму соотношения между ударным давлением  $p$ , ударной плотностью  $\rho$  и внутренней энергией  $E$ , соответствующей кривой, называемой адиабатой Гюгоньо. Преобразовывая адиабаты Гюгоньо, получают для различных веществ соотношения между давлением, плотностью и температурой. Одной из форм уравнения состояния являются адиабаты давления – плотности, кривые с постоянной энтропией. При дифференцировании адиабаты получается сейсмическая функция  $\phi = (\partial p / \partial \rho)_s$ . Таким образом, можно проводить прямое сравнение между значениями  $\phi$ , полученными из скоростей сейсмических волн  $V_p$  и  $V_s$  [см. уравнение (1.3)], и  $\phi$ , измеренными для пород и минералов в лаборатории при сходных значениях температуры и давления.

В экспериментах с ударными волнами делаются два предположения: 1) измеряемые величины ( $\bar{p}$ ,  $\rho$ ,  $E$ ) находятся в состоянии термодинамического равновесия и 2) при данном давлении создается такое же сжатие, как при гидростатическом давлении той же величины. Первое условие удовлетворяется, если термодинамическое равновесие достигается примерно за  $10^{-7}$  с или еще быстрее. Из этого следует, что глубина фронта ударной волны должна составлять не более нескольких десятых миллиметра.

Термодинамические состояния, которые создаются позади фронта ударной волны, определяются уравнениями Ранкина – Гюгоньо, выражающими сохранение массы, импульса и внутренней энергии, или энтальпии, при прохождении через скачок давления, или волновой фронт. Рассмотрим возмущение (соответствующее фронту ударной волны), распространяющееся со скоростью  $u_s$  внутрь невозмущенной среды, состояние которой определяется давлением  $p_0$ , плотностью  $\rho_0 = (1/v_0)$  и нулевой скоростью вещества (рис. 5.1). Предполагается, что на ударном фронте профиль давления не зависит от времени. Если  $p_1$ ,  $\rho_1$  и  $u_p$  – давление, плотность и скорость вещества позади фронта, то условие равенства потоков вещества внутри и вне волнового фронта дает

$$\rho_0 u_s = \rho_1 (u_s - u_p). \quad (5.1)$$

Результирующая сила на единицу площади поперечного сечения среды между точками  $x = A$  и  $x = B$  (рис. 5.1) равна  $p_1 - p_0$ . Она должна равняться скорости изменения импульса этого вещества, т.е.  $\rho_0 u_s$ , при переходе через фронт, умноженной на связанное с ней

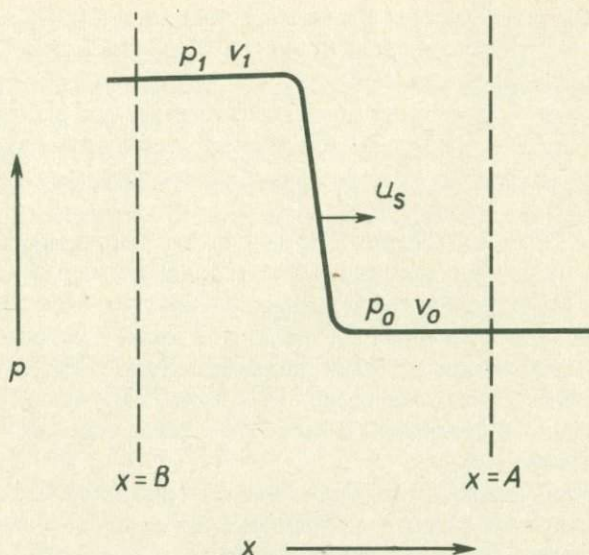


Рис. 5.1. Профиль давления ударной волны [60]. Поверхность  $x = B$  движется вместе со средой.

изменение скорости  $u_p$ , т.е.

$$p_1 - p_0 = \rho_0 u_s u_p. \quad (5.2)$$

Наконец, мощность, подводимая к единице площади поперечного сечения среды между точками  $A$  и  $B$ , а именно  $p_1 u_p$ , должна равняться скорости изменения энергии содержащегося в этой области вещества:

$$p_1 u_p = \rho_0 u_s \left( \frac{1}{2} u_p^2 \right) + \rho_0 u_s (E_1 - E_0), \quad (5.3)$$

где  $E_0$  и  $E_1$  — соответственно удельные внутренние энергии перед ударным фронтом и позади него. Из уравнений (5.1) и (5.2) имеем

$$u_s = v_0 \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}}, \quad (5.4)$$

$$u_p = \sqrt{(p_1 - p_0)(v_0 - v_1)}. \quad (5.5)$$

Следовательно,

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} (p_1 - p_0)(v_0 - v_1). \quad (5.6)$$

Эти уравнения впервые были выведены Ранкином и Гюгоньо. Поскольку удельная внутренняя энергия вещества является функцией давления и плотности, уравнение (5.6) можно рассматривать как геометрическое место всех  $(p_1, v_1)$ -состояний, достигаемых при распространении ударной волны в среде с фиксированным начальным состоянием  $(p_0, v_0)$ . Это геометрическое место точек определяется как адиабата Гюгоньо с центром в точке  $(p_0, v_0)$ .

В 1955 г. Уолш и Кристиан [73] рассчитали состояния, возникающие в металлах при распространении в них ударной волны с давлением 500 кбар. С тех пор было опубликовано большое число работ, в которых приведены уравнения состояния для многих металлов при давлениях, создаваемых ударными волнами и достигающих в некоторых случаях 9 Мбар (см., например, [1 – 3, 48, 74]). Значительный объем данных по соединениям, а также по горным породам и минералам собран в книге [71].

Следует подчеркнуть, что уравнения состояния, определяемые по ударно-волновым данным, не являются ни адиабатическими, ни изотермическими. Поэтому, чтобы правильно интерпретировать результаты экспериментов с ударными волнами, получаемые данные должны быть приведены к стандартной температуре. Температуры в ударном фронте неизвестны, и нужны дополнительные измерения или предположения, чтобы привести данные по давлению и плотности к их значениям при абсолютном нуле. Кроме того, состояния в ударной волне характеризуются давлением и внутренней энергией, так что прежде, чем эти данные действительно можно будет использовать, требуется иметь уравнение состояния  $E(p, T)$ .

Температурную зависимость большинства уравнений состояния обычно выражают через параметр Грюнайзена  $\gamma$ , описывающий некоторое усреднение производных собственных частот по объему. Приближение  $\gamma = \text{const}$  не является достаточно точным. Кнопов и Шапиро [43] сравнили различные общепринятые методы расчета зависимости  $\gamma$  от температуры и объема и показали, что их использование в случае ударных волн приводит к различным изотермам. Кроме того, в этих методах не учитываются ни вклад поперечных волн, который может быть даже более важным, чем вклад продольных волн, ни дисперсия высокочастотных упругих волн. Далее авторы указали, что в случае ударных волн польза от моделей с кристаллической решеткой невелика, поскольку создаваемая ударной волной высокая температура может вызывать расплавление твердого вещества или же деформации в ударной волне превысят его предел упругости. Литтлтон [47]

указывал также на то, что, согласно сейсмологическим данным, гармонические волны малой амплитуды распространяются в среде, уже находящейся под статическим давлением более  $10^{12}$  дин/см<sup>2</sup> (и при высокой температуре). В то же время в лабораторных экспериментах ударная волна распространяется в предварительно ненапряженной среде, а проходящее через нее возмущение не является гармоническим и максимум давления в нем может достигать величины того же порядка.

## 5.2. Гипотеза Рамзея

В 1949 г. Рамзей [59] предположил, что нижняя мантия и ядро имеют одинаковый химический состав, а неоднородность на границе между мантией и ядром возникает в результате перехода мантийных силикатов в жидкую металлическую фазу высокого давления. Это предположение встречает две основные трудности: необходимость примирить большой скачок плотности (приблизительно в 1,7 раза) на границе мантии и ядра с геохимическими данными и неудачные попытки получить подтверждения такого превращения в экспериментах с ударными волнами при соответствующих давлениях. Вещество в нижней мантии уже так плотно упаковано, что переход в металлическую фазу вряд ли увеличит его плотность. Далее, как указал Берч [9], при давлении 1 атм средний атомный объем окислов и силикатов меньше, чем чистых металлов, которые входят в состав этих силикатов. Переход в металлическое состояние вещества мантии, образованного главным образом из легких элементов, должен дать в результате легкий металл, а все более легкие металлы, чем хром ( $Z = 24$ ), слишком легки для земного ядра. На рис. 5.2 нанесена гидродинамическая скорость звука  $(\partial p / \partial \rho)_s^{1/2}$  как функция плотности вдоль адиабат Гюгонио для металлов до кобальта включительно и для нескольких горных пород. Области соответствующих значений этих параметров для мантии и ядра обозначены парами пунктирных линий. На этом рисунке гипотезе Рамзея соответствует, например, переход из точки *A* в точку *B*. Экспериментальные данные ясно указывают, что это соответствует изменению атомного номера, т.е. химического состава, и притом на большую величину — примерно с 12 до 23. Для данного атомного номера и данной скорости горные породы и плотнее, и менее сжимаемы, чем металлы. Более того, все экспериментальные результаты показали, что плотности пород, сжатых до давлений, превышающих давление на границе мантия — ядро, ложатся на гладкую кривую,

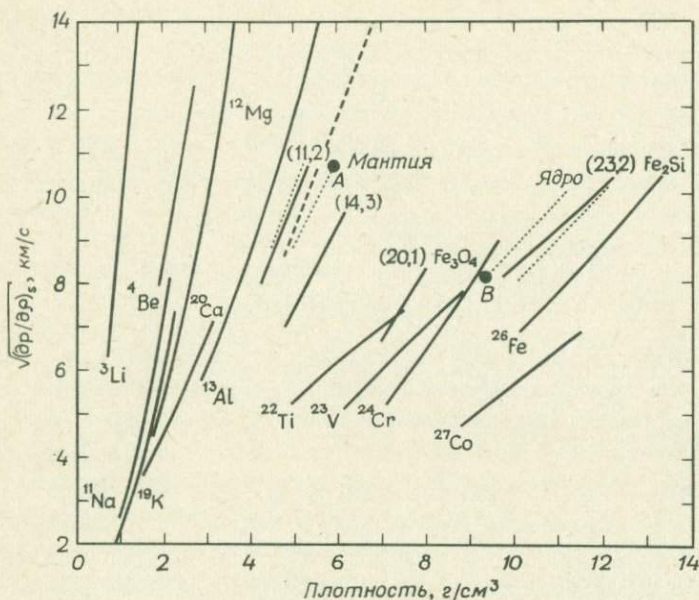


Рис. 5.2. Гидродинамическая скорость звука  $(\frac{dp}{d\rho})_s^{1/2}$  в зависимости от плотности, соответствующей адиабатам Гюгоньо, для металлов до кобальта включительно и для некоторых горных пород (по Берчу [9]). Для небольшого числа веществ вместо адиабатической скорости звука была взята скорость ударных волн. На каждой кривой указаны атомные номера элементов или средние атомные номера соединений (в круглых скобках). Кривая, обозначенная (11,2), относится к дуниту Твин-Систерс — породе, сложенной в основном оливином (92%) примерного состава  $Fe_{10}$ ; кривая (14,3) относится к горно-лит-дуниту, который состоит преимущественно из оливина (90%) примерного состава  $Fe_{50}$ ; кривая (20,1) соответствует магнетиту; кривая (23,2) — сплаву железа с кремнием, примерный состав которого  $Fe_2Si$ . Аналогичные данные для большого числа других пород, заключенные между кривыми для дунитов, опущены, чтобы не загромождать рисунок. Области значений для мантии и ядра отмечены парами пунктирных кривых. Несколько окислов — кремнезем, периклаз и корунд — были сжаты до давлений порядка 1 Мбар и также попали в область "мантии".

являющуюся плавным продолжением кривых при более низких давлениях, и не дают никаких указаний на переход к плотностям ядра.

Лиу [46] построил более подробную, чем Берч (рис. 5.2), диаграмму зависимости скорости от плотности для всех твердых веществ, имеющих плотности в интервале 1,5 — 8 г/см<sup>3</sup>. Не рассматривая данные о распространении химических элементов в Солнечной системе, Лиу обнаружил, что из диаграммы Берча не следует с очевидностью, что ядро формируется только элементами группы железа.

Элементы Ga (31), Ge (32), As (33), Y (39), Zr (40), и Ba (56) также можно считать возможными кандидатами. Сам Берч (частное сообщение) впоследствии заметил, что ядро вряд ли может быть образовано из более легких элементов, чем V (23).

### 5.3. Гипотеза ( $k, \rho$ ) Буллена

Для своей модели А Земли Буллен нашел, что градиенты модуля сжатия  $dk/d\rho$  в нижней мантии и в верхней части ядра мало отличаются друг от друга. Более того, при переходе через границу мантия — ядро величина  $k$  изменяется лишь на 5%. Эти особенности находятся в заметном противоречии со значительным изменением плотности и модуля сдвига на данной границе. Из-за небольшого изменения  $k$  при переходе через границу мантия — ядро и из-за того, что это изменение (уменьшение) противоположно по знаку тому, что предсказано теоретически, Буллен [15, 16] предложил другую модель Земли, модель Б. Согласно этой модели, ниже 1000 км  $k$  и  $\partial k/\partial\rho$  плавно меняются с глубиной. В гипотезе Буллена, называемой ( $k, \rho$ )-гипотезой (сжимаемость — давление), предполагается, что при высоких давлениях модуль всестороннего сжатия вещества не зависит от его химического состава.

На основании своей гипотезы Буллен нашел, что в нижней мантии (слой  $D''$ ) должно концентрироваться более плотное вещество. Это вещество может быть смесью металлического железа и силикатов вблизи границы мантия — ядро или же некоторой фазой сульфида железа в основании мантии. Кроме того, если ядро полностью жидкое, так что  $V_s = 0$ , то из уравнения (1.3)  $V_p$  определяется в виде

$$V_p^2 = k/\rho. \quad (5.7)$$

В первоначальном распределении Джеффриса скоростей  $P$ -волн (см. рис. 1.3) имелся скачок при переходе границы между слоями  $F$  и  $G$ ; для согласования с этим фактом значение  $k$  следовало бы увеличить на 32% (исключая совершенно невероятный случай уменьшения плотности с глубиной). В соответствии с распределением скорости Гутенберга (см. рис. 1.3) подобное увеличение  $k$  должно составить 23%. С другой стороны, как впервые указал Буллен в 1946 г. [14], если внутреннее ядро  $G$  твердое (а тогда в нем могут распространяться  $S$ -волны), уравнение (5.7) снова переходит в уравнение (1.3) и увеличение  $V_p$  можно объяснить в рамках его ( $k, \rho$ )-гипотезы. С тех пор Буллен и Хэддон [23, 34] внесли поправки в первоначальную модель Б

Буллена и создали серию новых моделей Земли, основанных на  $(k, p)$ -гипотезе (см. разд. 1.4.).

В работе Аренса с соавторами [4] изучались окислы магния и алюминия под высоким давлением; оказалось, что при адиабатическом сжатии до давлений, соответствующих давлениям в нижней мантии, величина  $(\partial k/\partial p)_s$  не является постоянной, а заметно уменьшается. Расчеты, основанные на динамике кристаллической решетки, также предсказывают, что  $(\partial k/\partial p)_s$  должно уменьшаться при росте давления. Кроме того, к такому же результату приводят квантово-механические расчеты уравнений состояния (типа уравнения Томаса — Ферми — Дирака), а также общие теории конечных деформаций, например уравнение Берча — Мурнагана. Результаты экспериментов с ударными волнами и теоретические расчеты также показывают, что для различных веществ  $k$  и  $(\partial k/\partial p)_s$  зависят от давления неодинаковым образом. Таким образом, поведение твердых веществ в целом не соответствует  $(k/p)$ -гипотезе Буллена, хотя в случае Земли она является довольно хорошим приближением. То, что модули всестороннего сжатия окисла железа, стишовита, окисла алюминия и окисла магния сходны при давлениях, соответствующих границе мантии и ядра, является в некотором роде случайностью. С другой стороны, градиенты модуля объемного сжатия этих веществ непостоянны, хотя их средние значения мало отличаются от средних значений для Земли в целом. Если бы пределы изменения давлений в мантии были шире, согласие было бы менее близким.

Буллен [17] исследовал также химическую неоднородность Земли, где под термином "химическая неоднородность" понимается также и неоднородность, возникающая в результате фазовых переходов. Предполагая, что давление в недрах Земли гидростатическое [уравнение (1.6)], а градиент температуры адиабатический, имеем (из определения  $\Phi$ )

$$k = \rho\Phi,$$

так что

$$\frac{dk}{dp} = \Phi \frac{d\rho}{dp} + \rho \frac{d\Phi}{dp} = \Phi \frac{d\rho}{dp} - \frac{1}{g} \frac{d\Phi}{dr}.$$

Для химически однородной области  $d\rho/dp = \rho/k$  (по определению), и тогда

$$\frac{dk}{dp} = 1 - g^{-1} \frac{d\Phi}{dr}. \quad (5.8)$$

Если можно предположить, что в данной области  $dp/dr$  существует независимо от того, является ли эта область химически однородной или нет, для любой ее точки можно записать

$$\frac{dk}{dp} = \frac{-\phi}{g\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{1}{g} \frac{d\phi}{dr},$$

т.е.

$$\frac{d\rho}{dr} = \frac{-\eta g\rho}{\phi}, \quad (5.9)$$

где

$$\eta = \frac{dk}{dp} + g^{-1} \frac{d\phi}{dr}. \quad (5.10)$$

При  $\eta = 1$  уравнение (5.9) переходит в уравнение Адамса – Вильямсона (1.8); таким образом,  $\eta$  является мерой отклонения от химической однородности и представляет собой отношение истинного градиента плотности к градиенту, который получился бы, если бы химический состав был однородным. При увеличении химической неоднородности избыточный градиент температуры обычно приводит к уменьшению значения  $\eta$ .

Из уравнения (5.10) видно, что  $\eta$  зависит от  $dk/dp$ ,  $g$  и  $d\phi/dr$ . Согласно ( $k$ ,  $p$ )-гипотезе Буллена,  $dk/dp$  медленно меняется и в самых глубоких областях Земли заключено приблизительно в пределах от 3 до 6. Неопределенность в оценках  $g$  невелика, а значения  $d\phi/dr$  можно получить непосредственно из распределений скоростей  $P$ - и  $S$ -волн. Из (5.10) следует, что величину  $\eta$  можно оценить с определенной степенью точности в большинстве глубинных областей Земли. Таким образом, можно оценить степень отклонения от химической однородности в любой заданной области и найти градиенты плотности там, где неприменимо уравнение Адамса – Вильямсона. В последующей работе Буллен [18] уточнил уравнение (5.10); в частности, он исследовал следствия изменения  $k$  с изменением состава и отклонение  $dk/dp$  от  $(\partial k/\partial p)$  при постоянном составе.

В нижних 200 км мантии (слой  $D''$ ) распределение скоростей сейсмических волн как по Джеффрису, так и по Гутенбергу показывает, что  $d\phi/dr \approx 0$ , так что  $\eta \approx dk/dp$ . Модель А Буллена дает в слое  $D''$   $dk/dp \approx 3$ , показывая, что нижние 100 – 200 км мантии неоднородны. Однако эта неоднородность не слишком велика: при  $\eta = 3$  она дает увеличение плотности в слое  $D''$  лишь на  $0,2 \text{ г/см}^3$ . Используя

более новые данные о скоростях сейсмических волн (включая их уменьшение в слое  $D''$ ), Болт [12] получил значение  $\eta = 4,7$ , что ведет к увеличению плотности в слое  $D''$  на  $0,33 \text{ г/см}^3$ .

В табл. 5.1 приведены градиенты плотности в слое  $D''$  для ряда последних моделей Земли.  $\eta = 3,1$  для модели В1 Джордана и Д.Л. Андерсона [41] и  $\eta = 2,3$  для модели UTD 124 А' Дзевонского и Гилберта [29]. Градиенты плотности в обеих этих моделях приблизительно соответствуют адиабатическому сжатию ( $\eta = 1$ ). Очень небольшое увеличение градиента  $V_p$  дало бы в результате значение  $\eta$ , близкое к единице.

Используя данные Таггарта и Ингдала [68] по временам пробега  $P_c$   $P$ -фазы, Мюирхед и Клири [50] разработали вариант модели Хэддона и Буллена  $NB_1$  с радиусом ядра  $3478 \text{ км}$  и  $V_s$ , линейно падающей от значения Джеффриса  $7,25 \text{ км/с}$  на глубине  $2700 \text{ км}$  до  $6,8 \text{ км/с}$  на границе с ядром. Получившаяся в результате модель, обозначенная ANU1, неплохо согласовалась с данными по собственным колебаниям Земли. Модель ANU2 является вариантом модели ANU1, в котором толщина слоя  $D''$  уменьшена до  $100 \text{ км}$ , значения  $V_p$  и  $V_s$  для верхней части этого слоя взяты соответственно из моделей Хейлса и Херрина [36] и Хейлса и Дж. Робертса [35], а для нижней части получены из изучения волн, "дифрагированных" на ядре с радиусом  $3482 \text{ км}$ . В результате расчета было получено  $\eta = 4,5$ . Модель Джордана В2 [40] имеет неоправданно низкое значение  $V_s$  у границы мантии и ядра, что приводит к изменению знака градиента плотности, полученного из модели, относительно рассчитанного из уравнения (5.9) и к отрицательному значению  $\eta$  ( $-10,0$ ).

В переходной зоне  $F$  между внешним и внутренним ядром распределение скоростей по Джеффрису (характеризующееся большим отрицательным градиентом скорости  $P$ -волн, т.е.  $\partial\phi/\partial r \gg 0$ ) приводит к значению  $\eta = 38$ . Это влечет за собой увеличение плотности в слое  $F$  примерно на  $3 \text{ г/см}^3$ . С другой стороны, распределение скоростей по Гутенбергу дает большие отрицательные значения  $d\phi/dr$ , так что  $\eta \ll 1$  (фактически отрицательно), откуда следует неустойчивое распределение массы. Можно думать, что градиенты скоростей сейсмических волн, много большие, чем в слоях  $D$  и  $E$ , не могут существовать в недрах Земли. Однако бесконечный градиент (т.е. скачок скорости) не является невозможным, поскольку в этом случае толщина любой неустойчивой области была бы равна нулю.

По уточненному Болтом [10, 11] распределению Джеффриса скоростей  $P$ -волн в недрах Земли ядро делится на четыре области —

Градиент плотности в слое  $D''$  для различных моделей, полученных по  $(k, \rho)$ -гипотезе Буллена [27]

Модель	Радиус $r$ , км	Глубина $z$ , км	$V_p$ , км/с	$V_s$ , км/с	Модель $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Модель $d\rho/dz$ , $10^{-4}$ (г/см <sup>3</sup> )/км	$d\phi/dz$ , $10^8$ км/с <sup>2</sup>	$\eta^a$	$d\rho/dz^b$ (расч.), $10^{-4}$ (г/см <sup>3</sup> )/км
<b>UTD 124A'</b>									
Кровля	3611	2760	13,615	7,226	5,382	4,8	0,95	2,3	11,5
Подошва	3482	2889	13,691	7,270	5,444				
<b>B1</b>									
Кровля	3625	2746	13,63	7,22	5,50	5,2	0,14	3,1	15,5
	3510	2861	13,67	7,27	5,56	8,0	0,0	3,2	16,0
Подошва	3485	2886	13,67	7,27	5,58				
<b>Болта</b>									
Кровля	3621	2750	13,63	7,30	5,6	20,6	-1,52	4,7	23,5
Подошва	3475	2896	13,33	6,99	5,9				
<b>ANU 2</b>									
Кровля	3582	2789	13,68	7,24	5,5	20,0	-1,32	4,5	22,5
Подошва	3482	2889	13,34	6,82	5,7				
<b>B2</b>									
Кровля	3550	2821	13,66	7,33	5,52	80,0	13,88	-10,0	-50,0
Подошва	3485	2886	13,46	6,55	6,04				

<sup>a</sup>  $\eta = dk/d\rho - g^{-1} d\phi/dz$ , где  $dk/d\rho = 3,2$ .

<sup>b</sup>  $d\rho/dz = \eta g \rho / \phi$ , где  $g\rho/\phi \approx 5 \cdot 10^{-4}$  (г/см<sup>3</sup>)/км в слое  $D''$ .

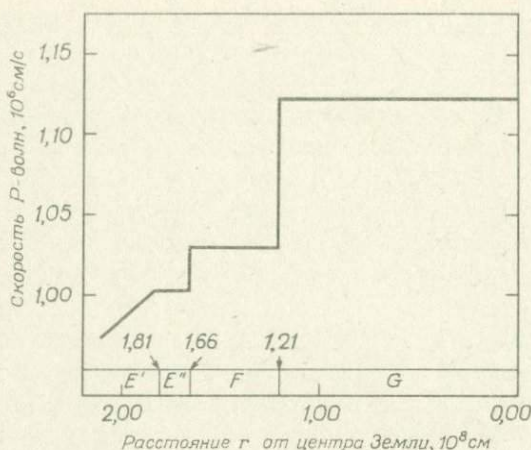


Рис. 5.3. Скорости P-волн в слоях  $E'$ ,  $E''$ ,  $F$  и  $G$  [19].

$E'$ ,  $E''$ ,  $F$  и  $G^*$ . Распределение скорости до подошвы слоя  $E'$  такое же, как у Джеффриса для соответствующих глубин внутри слоя  $E$ . На границах слоев  $E'' - F$  и  $F - G$   $V_P$  имеет разрывы первого рода, а внутри слоев  $E''$ ,  $F$  и  $G$   $V_P$  постоянно (рис. 5.3). Используя данные по ударным волнам при давлениях порядка  $10^6$  бар, Берч [7] сделал вывод, что плотность  $\rho_0$  в центре Земли не превышает  $13 \text{ г/см}^3$ . Буллен [19] изучал следствия, вытекающие из этого предельного значения  $\rho_0$ , используя в ядре распределение скорости  $V_P$  по Болту (рис. 5.3). Поскольку мало вероятно, что  $\rho$  в ядре уменьшается с глубиной, из  $(k, \rho)$ -гипотезы Буллена следует, как это видно из уравнения (1.1), что отклонения от плавного изменения  $V_P$  как функции  $r$  сопровождаются аналогичными отклонениями от плавного характера изменения  $\mu$ , а не  $k$ .

Буллен показал, что  $\rho_0$  может иметь такое низкое значение, как 13, лишь в том случае, если модуль сдвига в обоих слоях  $F$  и  $G$  имеет заметную величину. Кроме того, Буллен нашел, что в значительном интервале глубин в нижней части ядра  $d\mu/dr > 0$ , т.е. модуль сдвига должен *уменьшаться* с глубиной. Это является дальнейшим подтверждением того, что внутреннее ядро находится в твердом состоянии, поскольку область не может быть полностью жидкой, если в ней заметно меняется модуль сдвига. Если бы слои  $F$  и  $G$  были

\* Впоследствии эти представления Болта были снова пересмотрены (см. разд. 1.2).

жидкими (т.е. жесткость полностью отсутствовала бы),  $\rho_0$  должно было бы равняться по меньшей мере  $14,7 \text{ г/см}^3$ . Эта величина заметно больше, чем  $13 \text{ г/см}^3$ , что дает добавочное подтверждение выводу о том, что внутреннее ядро Земли твердое. Используя более новое распределение скорости  $P$ -волн в центральном ядре (полученное Камаром [57]), Болт [12] показал, что  $\rho_0$ , вероятно, заключено между  $13,0$  и  $14,0 \text{ г/см}^3$ , причем меньшее из этих значений лучше согласуется с данными по ударным волнам для железа. Модель, которой он отдает предпочтение, имеет  $\rho_0 = 13,0 \text{ г/см}^3$ ,  $k_0 = 15,05 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$  и  $\mu_0 = 1,25 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ . Однако ни одна из моделей Болта не дает уменьшения  $\mu$  с глубиной во внутреннем ядре, как это было найдено Булленом [19].

В более поздней работе Буллен [20] вновь исследовал условия во внешнем ядре  $E$ . Он нашел сильный аргумент в пользу слабой неоднородности внешних  $700 \text{ км}$  ядра. Таким образом, оказывается, что весь интервал глубин примерно от  $2700$  до  $3600 \text{ км}$ , охватывающий области по обе стороны от границы мантии с ядром, в некотором роде аномален. Если указанное увеличение  $dk/dp$  (от  $3,1$  до  $3,6$  во внешних  $700 \text{ км}$  ядра) вызвано исключительно изменениями состава, такие изменения могут быть достаточными, чтобы препятствовать конвективным течениям в этой области, но не будут противоречить конвекции в ядре в интервале глубин  $\sim 3600 - 4500 \text{ км}$ . Толщина слоя порядка всего лишь  $1000 \text{ км}$  может оказаться недостаточной для удовлетворения требований теории динамо магнитного поля Земли (см. разд. 4,2). Поэтому Буллен в качестве пробы сделал предположение, что возможно непрерывное изменение фазового состояния в верхней части ядра, причем скорость этого изменения уменьшается с глубиной — нижняя часть внешнего ядра (ниже глубины примерно  $3600 \text{ км}$ ), вероятно, имеет почти однородные химический состав и фазовое состояние ( $\eta \approx 1$  и  $dk/dp \approx 3,6$ ).

Используя значения  $d\phi/dz$ , рассчитанные для модели KOR5 (см. рис. 1.6), Камар [58] нашел из уравнения (5.10), что в слое  $E$   $\eta \approx 1$ . Небольшой градиент скорости в слое  $F$  дает величину  $\eta$  порядка  $3 - 4$ , что указывает на возможность изменения фазового состояния или химического состава. Большой градиент скорости в верхней части слоя  $G$  в модели KOR5 приводит к интересным следствиям. Если предположить, что  $dk/dp$  имеет примерно такое же значение, как во внешнем ядре, то большая величина  $dV_p/dr$  приводит к отрицательным значениям  $\eta$ , если  $V_S = 0$ . При  $\eta = 1$ ,  $dk/dp = 4$  в слое  $G$  [17] и  $V_S \approx 3,5 \text{ км/с}$  вблизи центра Земли [29] Камар нашел, что  $V_S$  должно

быстро увеличиваться с глубиной, приблизительно на 0,3 км/с, от границы внутреннего ядра примерно до  $r = 950$  км, а затем медленно уменьшаться на  $\sim 0,15$  км/с вплоть до центра Земли.

#### 5.4. Гипотеза $\text{Fe}_2\text{O}$ Буллена

Буллен [21, 22] разработал альтернативную модель ядер планет земной группы, в которой преодолены основные трудности теории фазовых переходов; при этом сохраняется та важная особенность, что давление  $p_c$  в окрестности границы мантия — ядро оказывает решающее влияние на изменение свойств вещества в этой области. Его теория основана на гипотезе Сорохтина, согласно которой внешнее ядро Земли состоит из  $\text{Fe}_2\text{O}$ . Сорохтин рассчитал, что этот окисел, неустойчивый при обычных давлениях, оказывается устойчивым при давлениях, существующих в земном ядре, а зависимость его плотности от давления согласуется с изменением давления во внешнем ядре. Однако Сорохтин объясняет наличие  $\text{Fe}_2\text{O}$  во внешнем ядре распадом  $\text{FeO}$  на  $\text{Fe}_2\text{O}$  и кислород, а Буллен связывает его с реакцией  $\text{Fe}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{FeO} + \text{Fe}$ .

Буллен рассматривает семейство планет со следующими свойствами. Все планеты состоят из двух основных веществ — доминирующего вещества мантии  $X$  и  $\text{Fe}_2\text{O}$ . (Состав  $X$  не конкретизирован, но в него, вероятно, входит некоторое количество  $\text{FeO}$ .) Во всех планетах отношение массы  $X$  к массе планеты  $M$  одинаково. В тех планетах, которые содержат  $\text{Fe}_2\text{O}$ , это соединение образует обособленную область (внешнее ядро), в которой  $p \geq p_c$ . В тех планетах, где в области, содержащей  $\text{Fe}_2\text{O}$ ,  $p < p_c$ , часть или весь  $\text{Fe}_2\text{O}$  распадается на  $\text{FeO}$  и  $\text{Fe}$ . Этот  $\text{FeO}$  (называемый Булленом  $Y$ ) формирует часть мантии и служит добавкой к тому  $\text{FeO}$ , который может быть частью  $X$ . Железо опускается вниз, формируя внутреннее ядро.

Семейство моделей Буллена делится на три подгруппы, которые он назвал  $H$ ,  $J$ ,  $K$  (рис. 5.4). Подгруппа  $H$  включает самые малые планеты, у которых нет слоя, содержащего  $\text{Fe}_2\text{O}$ , а потому нет и внешних ядер: они имеют мантии, состоящие из  $X$  и  $Y$ , и внутренние ядра из железа. Подгруппа  $K$  включает самые большие планеты, у которых есть мантии, состоящие исключительно из  $X$ , и внешние ядра, состоящие из  $\text{Fe}_2\text{O}$ ; внутренние ядра отсутствуют. Подгруппа  $J$  объединяет промежуточные планеты, которые содержат мантии, состоящие из  $X$  и некоторого количества  $Y$ , внешние ядра из  $\text{Fe}_2\text{O}$  и внутренние ядра из железа. Земля и Венера относятся к подгруппе  $J$ , Марс — к  $H$ . К подгруппе  $K$  не относится ни одна из известных планет.

Модели планет типа  $J$ , имеющих как внешнее, так и внутреннее ядро [22]

Масса $M$ , $10^{24}$ кг	Радиус $R$ , $10^3$ км	Средняя плотность $\bar{\rho}$ , г/см <sup>3</sup>	Толщина мантии, $10^3$ км	Плотность мантии, г/см <sup>3</sup>	Толщина внешнего ядра, $10^3$ км	Радиус внутрен- него ядра, $10^3$ км
6,29	6,44	5,62	2,83	4,47	3,61 <sup>a</sup>	0
6,03	6,37	5,57	2,89	4,50	2,28	1,20
5,96	6,35	5,57	2,91	4,51	2,13	1,31
5,65	6,26	5,50	3,00	4,55	1,62	1,64
5,34	6,16	5,45	3,09	4,60	1,21	1,86
5,04	6,07	5,38	3,21	4,65	0,83	2,03
4,86	6,01	5,34	3,29	4,68	0,60	2,12
4,75	5,97	5,32	3,34	4,69	0,46	2,17
4,46	5,87	5,26	3,52	4,73	0,07	2,28
4,36	5,83	5,22	3,54	4,74	0	2,29

<sup>a</sup> Радиус

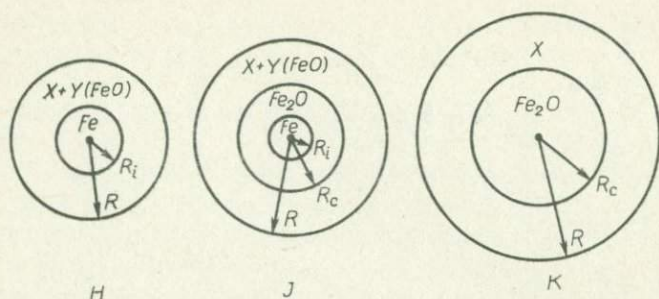


Рис. 5.4. Вещество в недрах трех подгрупп  $H$ ,  $J$ ,  $K$  планет земной группы [21]. Все внешние области, содержащие вещество  $X$ , являются мантиями. Области, содержащие  $Fe_2O$ , рассматриваются как "внешние ядра"; области, содержащие  $Fe$ , являются "внутренними ядрами".

В табл. 5.2 приведены результаты, которые Буллен получил для ряда членов подгруппы  $J$ . В первом приближении не учитывались эффекты сжимаемости (а значит, изменения плотности внутри мантий, внешних и внутренних ядер), а также возможные изменения объема и химические взаимодействия в перемешанных веществах  $X$  и  $Y$ ; предполагалось также, что все свободное железо скапливается в центре планеты. В табл. 5.2 члены подгруппы  $J$  расположены по порядку от члена, который не имеет внутреннего ядра (нет свободного железа) и для которого  $p = p_c$  на границе мантии и ядра, до члена, у которого нет внешнего ядра (нет  $Fe_2O$ ) и  $p = p_c$  на границе мантия – внутреннее ядро. Второй член ( $M = 6,03 \cdot 10^{24}$  кг) соответствует модели Земли. Член с массой  $M = 4,86 \cdot 10^{24}$  кг был рассчитан для сравнения с Венерой.

## 5.5. Состав ядра

Как уже указывалось, железо-никелевое ядро имеет слишком большую плотность и слишком малую объемную скорость звука по сравнению с тем, что дают геофизические данные; эксперименты с ударными волнами, проведенные Мак-Куином и Маршем [49] на железо-никелевых сплавах, показали, что плотность чистого железа примерно на 8% больше, чем внешнего ядра. В состав сплава должен входить легкий элемент, который увеличил бы объемную скорость звука. Этот элемент должен быть достаточно широко распространенным, растворимым в жидком железе и обладать химическими свойствами, которые позволили бы ему войти в состав ядра. Возможными кандидатами являются  $H$ ,  $He$ ,  $C$ ,  $O$ ,  $N$ ,  $Mg$ ,  $Si$  и  $S$ . Рингвуд [63] указал,

что Н, Не, С, О и N можно исключить, поскольку известно, что в твердых растворах с железом их атомы являются атомами внедрения. Примеси этих элементов не уменьшат заметно плотность железа, так как они занимают промежутки, которые уже имеются в кристаллической решетке. Маловероятно, чтобы в ядро в значительных количествах входил магний, поскольку он имеет значительно большее сродство с кислородом, чем кремний, т.е. любые химические условия, которые привели бы к включению в ядро магния, вызвали бы включение намного большего количества кремния. Следовательно, возможными элементами остаются только кремний и сера. Случай серы будет рассмотрен позднее; Рингвуд [64] привел убедительные доводы против того, чтобы в ядре содержалось заметное количество серы. Таким образом, методом исключения он выбрал кремний в качестве наиболее вероятной добавочной компоненты в земном ядре. Он отметил также, что присутствие заметного количества кремния в металлической фазе энстатитовых хондритов показывает, что во время формирования Солнечной системы химические условия, по крайней мере в некоторых областях, благоприятствовали восстановлению силикатов. Кроме того, Рингвуд указал, что для модели Земли, составленной по обилиям нелетучих элементов, характерным для углистых хондритов типа I, также необходимо присутствие кремния в ядре. Химический состав такой модели Земли приведен в табл. 5.3.

Согласно модели Рингвуда, планеты земной группы образовались из первоначально холодного газо-пылевого облака. Полагают, что Земля сформировалась из первичной окисловой пыли, по составу подобной веществу углистых хондритов типа I. В этой модели благодаря теплу, выделяющемуся за счет гравитационной потенциальной энергии, внутри растущей Земли закономерным образом начинает происходить восстановление железа. С ростом температуры Земли полученное таким образом металлическое железо расплавляется и опускается к центру Земли, формируя ядро. Как следствие такого высокотемпературного восстановительного процесса часть кремния переходит в металлическую фазу, объясняя низкую плотность ядра, а часть серы теряется Землей в процессе дегазации вместе с другими летучими веществами. Содержание последних в Земле, по-видимому, незначительно по сравнению с их содержанием в углистых хондритах типа I. На последних стадиях аккумуляции Земли постепенно сформировалась горячая плотная силикатная атмосфера, которая позднее отделилась от Земли и сконденсировалась в кольцо, из которого, как полагает Рингвуд, произошла аккумуляция Луны.

Таблица 5.3

Состав Земли, выведенный по составу углистых хондритов типа I (по Рингвуду [64])

	1	2	3	4
SiO <sub>2</sub>	33,32	35,85	29,84	43,25
MgO	23,50	25,19	26,29	38,10
FeO	35,47	6,14	6,38	9,25
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2,41	2,59	2,69	3,90
CaO	2,30	2,47	2,57	3,72
Na <sub>2</sub> O	1,10	1,18	1,23	1,78
NiO	1,90	—	—	—
	100,00	73,52	69,00	100,00
Fe		24,88	25,87	
Ni		1,60	1,66	
Si		—	3,47	
		26,48	31,00	

Столбец 1. Осредненный состав основных компонент углистых хондритов типа I (Оргуэль и Ивуна) на основе свободных C, S и H<sub>2</sub>O [76].

Столбец 2. Анализ столбца 1: отношение FeO/(FeO + MgO) изменено таким образом, чтобы оно соответствовало вероятному значению для мантии Земли (0,12).

Столбец 3. Анализ столбца 2: содержание SiO<sub>2</sub> изменено таким образом, чтобы отношение силикат/металл было таким же, как в Земле, т.е. 69/31.

Столбец 4. Модель состава мантии: силикатная фаза из столбца 3 в процентах.

Модель Рингвуда встречается с рядом трудностей. Если земное ядро образуется в том месте, где оно находится сейчас, благодаря восстановлению окислов, то продукты реакций H<sub>2</sub> и CO сформируют огромную атмосферу, масса которой, возможно, составит половину массы ядра. От такой атмосферы не осталось и следа, так что необходимо постулировать некоторый эффективный механизм ее рассеяния. Далее, отношения H<sub>2</sub>O/H<sub>2</sub> и CO<sub>2</sub>/CO в газах, выделяющихся из мантии, намного превосходят значения, которые должны соответствовать равновесию их с металлическим железом и железо-магниевыми силикатами.

Присутствие кремния в ядре в то время, как в мантии содержится значительное количество окислов железа, означает, что мантия и ядро не находятся в химическом равновесии. Рингвуд рассматривает

этот вывод как важное ограничение при любом процессе формирования ядра. В особенности он несовместим с представлениями о том, что вещество, из которого сконденсировалась Земля, состояло из плотной смеси силикатных и металлических частиц типа тех, что слагают обыкновенные хондриты. Отсутствие равновесия между мантией и ядром подробнее рассмотрено в предыдущих работах Рингвуда [61, 62]. Вначале глубокие недра Земли имели высокое содержание окислов и были богаты летучими веществами, в то время как во внешних слоях постепенно усиливался процесс восстановления и обеднения летучими компонентами. После плавления у поверхности металлическая фаза, состоящая из железо-никелево-кремниевых сплавов, образовала тела, размеры которых были достаточны для опускания в ядро.

По модели Рингвуда, разделение ядра и мантии происходит так быстро, что химическое равновесие не сохраняется. Кроме того, отношение  $Fe^{+2}/Fe^{+3}$  в мантии в 30 – 40 раз ниже того, которое было бы достаточным для равновесия с металлическим железом при температуре 2500 °С (Рингвуд полагает, что такова средняя температура земных недр, при которой происходит разделение железа и силикатов). Далее, как показывает анализ ультраосновных пород, содержание Ni в верхней мантии примерно на два порядка выше, чем можно было бы ожидать, если бы при формировании ядра происходило равновесное распределение никеля между металлической и силикатной фазами. Таким образом, Рингвуд считает, что среднее содержание окислов в мантии ни теперь, ни когда-либо раньше не находилось в равновесии с металлическим железом.

Однако Кларк и др. [26] показали, что коэффициенты диффузии никеля в оливине [25] таковы, что при 1805 К, температуре плавления железа при нулевом давлении, примерно за 10 лет возможен полный вынос Ni из зерен оливина размером 2 мм. Вместе с высоким содержанием Ni в мантийных породах это накладывает жесткие ограничения на время объединения небольших металлических капелек в крупные тела, опускающиеся к центру Земли. Равновесие между металлом и силикатом может быть достигнуто только за счет диффузии через границы опускающихся металлических тел. Если скорость опускания металла велика по сравнению со скоростью установления равновесия за счет диффузии (что, по мнению Рингвуда, и имеет место), образовавшееся ядро не будет пребывать в равновесии с мантией. После того как ядро выделилось, а мантия осталась расплавленной, обе области станут однородными благодаря конвекции, но они будут оставаться в неравновесном состоянии друг относительно друга.

Некоторые трудности модели Рингвуда преодолели Мерси и Холл [51], выдвинувшие модель однородной аккумуляции, согласно которой состав Земли на 40% совпадает с составом углистых хондритов, на 50% — с составом обыкновенных хондритов и на 10% — железных метеоритов. Поскольку все железо, которое в конце концов попадает в ядро, существует в этой модели уже в восстановленном виде, никакой огромной атмосферы из продуктов реакций не образуется и, таким образом, не возникает трудности, связанной с ее диссипацией. Далее, поскольку этот конгломерат метеоритов различных типов в изобилии содержит зерна Fe и FeS, начало плавления происходит при температуре, близкой к эвтектической температуре смеси Fe — FeS, что на 550° ниже температуры плавления чистого железа при нулевом давлении. Поскольку эвтектическая температура смеси Fe — FeS мало чувствительна к давлению [13], температуры в Земле поддерживают образующийся расплав Fe — S в жидком состоянии до тех пор, пока он не достигает глубины, примерно соответствующей современной границе между внешним и внутренним ядром; тем самым устраняется трудность с повторным затвердеванием в модели Рингвуда.

Недавнее открытие Буолосом и Мануелем [24] изотопа  $\text{Xe}^{129}$ , являющегося продуктом распада короткоживущего исчезнувшего радиоактивного изотопа  $\text{I}^{129}$  ( $t_{1/2} = 17 \cdot 10^6$  лет), накладывает ограничения со стороны ядерного синтеза не только на время образования Земли, но и на историю обеднения газами ее внешних областей. В частности, это исключает поддержание высокотемпературного режима мантии после периода в несколько средних времен жизни ( $\sim 80$  млн. лет) этого исчезнувшего радиоактивного изотопа. Если аккумуляция Земли происходила быстро ( $10^3 - 10^4$  лет), остается неясным, охладилась ли она до достаточно низких температур, чтобы в течение этого короткого времени удержать  $\text{Xe}^{129}$ . Модели горячей аккумуляции Земли [5, 63, 64], в которых существенное место отведено запасанию гравитационной потенциальной энергии, в свете этого открытия представляются несостоятельными (но см. также разд. 2.4).

Буолос и Мануель также нашли следы распада изотопов  $\text{Xe} = 131, 132, 134$  и  $136$ . Относительное содержание этих изотопов дает убедительное основание предполагать, что их возникновение явилось следствием спонтанного деления смеси  $\text{U}^{238}$  и  $\text{Pu}^{234}$ . Данные наблюдения прямо указывают на то, что формирование Земли не могло произойти заметно позднее образования метеоритов. Если это так, то

в процессе образования планеты аномалии радиоактивности изотопов в результате их предшествующего распада должны были бы почти наверняка сгладиться.

Таким образом, Мерси и Холл [52] установили, что модели ранней истории Земли должны удовлетворять существенно низкой температуре аккумуляции и, кроме того, приводить к формированию ядра почти одновременно с аккумуляцией Земли или немного позже. В любой эволюционной модели формирования ядра это ограничение неизбежно исключает плавление сплава чистого железа с никелем и опускание его в глубь Земли. Поэтому Мерси и Холл исследовали легкоплавкие компоненты (в особенности серу), которые удовлетворяют геофизическим данным для ядра, а также геохимическим соображениям относительно мантии и ядра.

Наиболее легкоплавким соединением для любой первоначальной Земли является, вероятно, двухкомпонентная эвтектическая система  $Fe - FeS$ . Температура плавления эвтектики для этой системы при нулевом давлении равна  $988^\circ C$ . Добавочные компоненты, такие, как  $FeO$ ,  $S$ ,  $Ni$ , будут в основном понижать эту величину. Бретт и Белл [13] показали, что эвтектическая температура  $Fe - FeS$  слабо зависит от давления. Это подтвердили Рыженко и Кеннеди [65], которые провели эксперименты на системе  $Fe - FeS$  до давлений 60 кбар. Они нашли, что эвтектическая температура достигает пологого максимума при  $1015^\circ C$  и давлениях 30 – 40 кбар, а затем уменьшается до  $\sim 1005^\circ$  при 60 кбар. При увеличении давления состав эвтектического сплава смещается в сторону обогащения железом. Если эта тенденция сохраняется, температура плавления эвтектики снова должна начать увеличиваться и достичь температуры плавления чистого железа. Кривая, которая лучше всего удовлетворяет экспериментальным данным Рыженко и Кеннеди, имеющим пологий максимум в интервале 30 – 40 кбар, должна содержать и пологий минимум при некотором давлении выше 60 кбар перед тем, как она начинает снова расти. Авторы не предложили никакого объяснения этому странному виду кривой.

Вообще воздействие давления на эвтектическую температуру меньше, чем на температуру плавления отдельных компонент [53], из-за большей энтропии смеси. Поэтому можно ожидать, что в недрах Земли различие между температурами плавления чистого железа и сплава  $Fe - FeS$  должно быть даже больше, чем при нулевом давлении. При давлении 1 атм различие в температурах плавления чистого железа и эвтектического сплава  $Fe - FeS$  составляет  $550^\circ C$ .

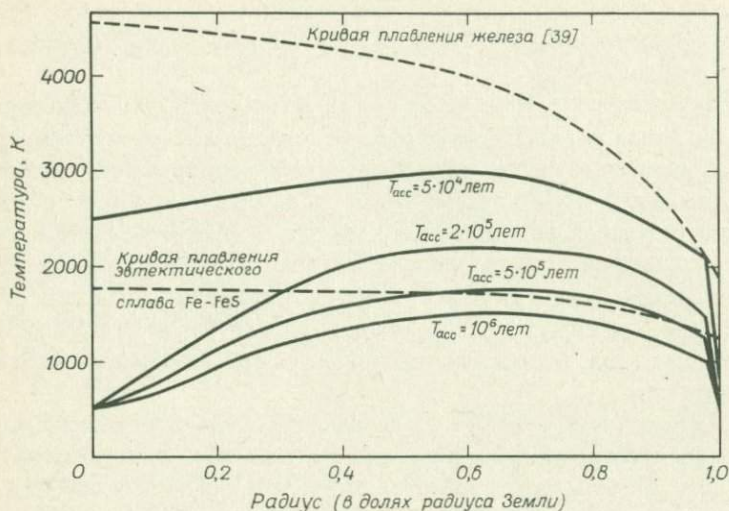


Рис. 5.5. Схематические температурные кривые в Земле при времени аккумуляции от  $5 \cdot 10^4$  до  $10^6$  лет [38]. Три нижние кривые соответствуют быстрой аккумуляции вещества, когда на поверхности устанавливаются низкие температуры (300 К). Верхняя кривая проведена в предположении высокой начальной температуры туманности, равновесного излучения во время аккумуляции и адиабатического сжатия во внутренних областях для времени аккумуляции  $5 \cdot 10^4$  лет [52].

Рассматривая поведение этого сплава при более высоких давлениях, Холл и Мерси показали, что в ядре это различие может быть в три раза большим.

На рис. 5.5 показаны начальные температуры в нулевой момент времени для ряда характерных времен аккумуляции [52]. Видно, что во всех моделях температуры превышают эвтектические температуры сплава Fe — FeS для большей части массы Земли, но остаются значительно ниже температуры плавления железа. Если образование ядра практически одновременно с аккумуляцией Земли в значительной мере необходимо, то оказывается, что единственный путь к этому состоит в выделении жидких эвтектических сплавов Fe — FeS в ядро, как это ранее анализировалось в работе Мерси и Холла [51].

Распространенности ряда летучих элементов в силикатной части Земли и в обыкновенных хондритах, а также в углистых хондритах типа I приведены в табл. 5.4 [52]. Следует заметить, что Земля не только сильно обеднена серой, но и обеднена ею больше, чем другими

Таблица 5.4

Происхождение ядра. Модели распространенности летучих элементов в Земле и метеоритах [52]

Элемент	Распространенность в коре и мантии <sup>а</sup>	Фактор I	Фактор II	Фактор III
S	605	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$
C	1590	$2,0 \cdot 10^{-3}$	0,15	$0,5 \cdot 10^{-2}$
N	230	$4,7 \cdot 10^{-3}$	0,29	$1,0 \cdot 10^{-2}$
H в виде H <sub>2</sub> O	$1,2 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	1,3	$6,0 \cdot 10^{-2}$
F	1240	0,34	1,13	0,62
Cl	250	0,13	6,5	0,31
Br	4	0,19	9,5	0,45
I	0,31	0,22	5,5	0,52
Ne <sup>20</sup>	$2,7 \cdot 10^{-4}$	0,12	4,3	0,31
Ar <sup>36</sup>	$5,5 \cdot 10^{-4}$	0,09	2,3	0,21
Kr <sup>84</sup>	$1,1 \cdot 10^{-5}$	0,10	4,6	0,25
Xe <sup>132</sup>	$3,9 \cdot 10^{-7}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	0,15	$8,1 \cdot 10^{-3}$

<sup>а</sup> Данные из работы [51]. Все распространенности приведены в виде числа атомов на  $10^6$  атомов Si. Для водорода и ксенона приведенные значения являются минимальными: в случае водорода — из-за того, что неизвестны потери его Землей в результате ускользания, а в случае ксенона — благодаря его улавливанию земными веществами. Фактор I представляет собой отношение распространенности в коре и мантии к распространенности в углистых хондритах. Факторы II и III относятся к соответствующим значениям по отношению к обыкновенным хондритам и смешанной модели.

летучими веществами, такими, как H<sub>2</sub>O, галогены и инертные газы (если сравнивать с ее содержанием в обыкновенных или углистых хондритах). Мерси и Холл утверждают, что "в модели горячей аккумуляции мы не можем представить себе какой-либо процесс диссипации, ведущий к большим потерям серы, чем других летучих". Они пришли к выводу, что либо твердое вещество, из которого сформировалась Земля, было обеднено серой (тогда раздельная возгонка должна была произойти в солнечной туманности в ходе процессов конденсации), либо в молодой Земле сера попала в глубинные области при плавлении Fe — FeS. Первая возможность — космохимическое фракционирование в процессе конденсации вещества в солнечной туманности — маловероятна, и Мерси и Холл вынуждены допустить вторую. Однако следует указать, что, по мнению Рингвуда [63, 64], большая часть космической серы не сохранена Землей и что ядро содержит лишь небольшую долю первоначальной серы, которая должна была быть

потеряна Землей перед аккумуляцией или в ходе нее. К этому вопросу мы вернемся в разд. 5.6.

Поскольку температура Земли во время аккумуляции превосходит  $990^\circ\text{C}$ , образуется жидкий расплав  $\text{Fe} - \text{FeS}$ , который вследствие своей более высокой плотности будет опускаться вниз, образуя ядро. Когда этот процесс уже начался, гравитационная энергия начнет высвобождаться практически одновременно с аккумуляцией; таким образом, выполняется условие, по которому земное ядро было сформировано во время или вскоре после аккумуляции. Энергетика образования ядра из опускающегося к центру железа рассматривалась в разд. 2.3 и 2.4. Берч [8] оценил, что энергия, требуемая для нагревания, составляет примерно  $400 \text{ кал/г}^*$ . Плотность железа равна  $7,9 \text{ г/см}^3$ , а плотность эвтектического сплава  $\text{Fe} - \text{FeS}$  составляет  $\sim 5,0 \text{ г/см}^3$ . Если оставить другие параметры без изменения, то тепловая энергия, высвобождающаяся в модели Мерси и Холла, составит  $\sim 250 \text{ кал/г}$  и приведет к увеличению температуры до  $\sim 1000^\circ\text{C}$ . Такое увеличение температуры, вероятно, является верхним пределом, потому что выделение ядра в процессе аккумуляции повлечет за собой радиационные потери. Из рис. 5.5 видно, что даже с этим дополнительным теплом маловероятно, чтобы металлическое железо плавилось в существенной части объема Земли; несомненно, что в большом масштабе не будет происходить плавления силикатов и улетучивания газов. Это согласуется с удержанием радиогенного  $\text{Xe}^{129}$ , образовавшегося в мантии в течение первых нескольких миллионов лет существования Земли.

Таким образом, Мерси и Холл объясняют образование твердого внутреннего ядра выделением железа из расплава  $\text{Fe} - \text{Ni} - \text{S}$ . Поскольку жидкость, находящаяся в равновесии с твердым телом в многокомпонентной системе, не может иметь одинаковый состав с твердым телом, у внутреннего и внешнего ядра должен быть различный состав. Общепринятая в настоящее время плотность внутреннего ядра, равная примерно  $13,5 \text{ г/см}^3$  [12], совместима с плотностью сплава  $\text{Fe} - \text{Ni}$ . Следствием этого способа формирования внутреннего ядра является то, что граница между внутренним и внешним ядром совпадает с поверхностью ликвидуса трехкомпонентной системы  $\text{Fe} - \text{Ni} - \text{S}$ . Таким образом, температура на границе внутреннего и внешнего ядра должна быть меньше, чем температура плавления железа, которую Хиггинс и Кеннеди [39] оценили в  $4250^\circ\text{C}$ .

\* В более поздней работе Флезер и Берч [30] исправили эту величину на  $590 \text{ кал/г}$ .

В ядро войдут не только сера, но и существенное количество углерода. Тогда низкая плотность ядра вызвана присутствием примерно 15% этих элементов в железо-никелевом ядре. Если Земля состоит из ядра, содержащего около 15% серы и углерода, и "пиролитовой" мантии [33], то такой состав Земли не будет соответствовать какому-либо одному из известных типов метеоритов. Подходящий начальный состав может возникнуть только из смеси веществ, конденсирующихся в некотором интервале температур в солнечной туманности. Подходящую для состава Земли смесь в отношении главных окислов, фаз металлов и летучих компонент можно получить примерно из 40% углеродистых хондритов, 45% обыкновенных хондритов и 15% железных метеоритов [51]. Авторы этой работы не предполагают, что метеориты действительно соединились в таких пропорциях и сформировали Землю. Такая смесь является просто приближенным выражением состава земного вещества в целом как конденсата солнечной туманности через основные типы метеоритов.

Уссельман [69] исследовал зависимости положения ликвидуса частей с высоким содержанием железа в системе  $Fe - Ni - S$  при давлениях от 30 до 100 кбар. Он нашел, что, пока содержание никеля не превышает 6,5% по массе, он оказывает очень малое влияние на соотношения плавления системы  $Fe - FeS$  при давлениях до 80 кбар. Поэтому, чтобы оценить эвтектические температуры при давлениях в ядре, Уссельман экстраполировал поведение эвтектики  $Fe - FeS$  до более высоких давлений, используя модуль всестороннего сжатия железа и рассчитанный из соотношения плавления Краута - Кеннеди [44] модуль всестороннего сжатия  $FeS$ . На границе мантии и ядра эвтектическая температура равна примерно 1800 °C, а содержание серы составляет 17,5% по массе; на границе внутреннего и внешнего ядра температура составляет около 2100 °C, а содержание серы 15% по массе. Уссельман [70] использовал эти результаты и получил модель образования, состава и температуры ядра.

Поскольку образующая ядро жидкость соединялась, она должна была стать гравитационно неустойчивой и опускаться с вытеснением силикатного материала. Этот процесс должен привести к первоначально однородному ядру, состоящему из эвтектического сплава  $Fe - FeS$ . При высоких давлениях условия в эвтектическом сплаве  $Fe - FeS$  являются близким приближением к условиям появления первого расплава в системе  $Fe - Ni - S$  с содержанием никеля до 6,5% по массе [69]. Из-за выделения гравитационной потенциальной энергии в результате формирования ядра будет происходить повышение

температуры. Последнее приведет к включению в расплав Fe — FeS большей части имеющегося металлического железа, что даст жидкость, более богатую железом, чем эвтектика при давлении окружающей среды. Поскольку первоначальный температурный разрез близок к современному, железо будет кристаллизоваться вдоль ликвидуса эвтектики и под действием силы тяжести опускаться; в результате образуется твердое внутреннее ядро. По мере остывания Земли из жидкости будет выкристаллизовываться дополнительное железо и увеличивать твердое внутреннее ядро.

Современный состав внешнего ядра можно приближенно определить по пересечению градиента температуры с поверхностью ликвидуса. Уссельман [70] указал, что граница между внутренним и внешним ядром, возможно, является в такой же мере химической границей, как и фазовой (твердое тело — жидкость). Это подтверждается выводами Дерра [28] и Пресса [56], считающими, что внутреннее ядро в основном состоит из чистого Fe или Fe — Ni. По оценке Болта [12], увеличение плотности на границе внутреннего и внешнего ядра составляет  $1,8 \text{ г/см}^3$  — это больше, чем может быть связано с фазовым переходом твердое тело — жидкость в однородном веществе.

Для Fe-Ni-S-моделей ядра [6, 51] минимальная температура внешнего ядра является по существу эвтектической температурой сплава Fe — FeS. Если температуры экстраполируются к условиям давления на границе внутреннего и внешнего ядра, получается температура  $\sim 2200 \text{ }^\circ\text{C}$  [69]. Используя экстраполяцию Хиггинсом и Кеннеди [39] температуры плавления чистого железа (примерно  $4250 \text{ }^\circ\text{C}$  на границе внутреннего и внешнего ядра), получаем, что возможные пределы для температур на границе внутреннего и внешнего ядра заключены между  $2200$  и  $4250 \text{ }^\circ\text{C}$ .

На рис. 5.6 для Fe-FeS-модели ядра показана поверхность ликвидуса, проведенная в координатах глубина — температура при различном содержании серы, в случаях от чистого железа до эвтектики Fe — FeS. Уссельман [70] оценил плотности сплава Fe — FeS при различных соотношениях масс на поверхности ликвидуса у границ мантия — ядро и внутреннее ядро — внешнее ядро. Тогда стало возможным на этих двух границах подобрать для поверхности ликвидуса такие соотношения компонент, которые согласуются со значениями плотности жидкого внешнего ядра, определенными сейсмическими методами. Если использовать плотности, полученные по сейсмическим данным Хэддоном и Булленом [34], то окажется, что во внешнем

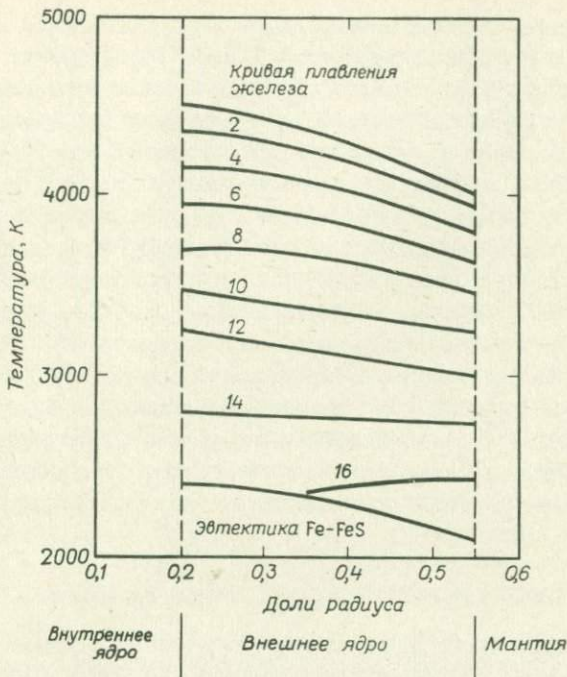


Рис. 5.6. Схематическое изображение содержания серы в эвтектическом сплаве железа на поверхности ликвидуса (проведенной при постоянном содержании серы) [70]. Содержание серы в ядре определяется пересечением этих поверхностей с температурной кривой. Цифры у кривых — содержание серы в процентах.

ядре у границы с мантией содержится около 10% по массе серы, а на границе с внутренним ядром — ~7%. Среднее содержание серы в жидком внешнем ядре равно примерно 9% по массе. Если плотности выбраны внутри точных пределов, данных Болтом [12], то у границы с мантией жидкое внешнее ядро содержит от 13 до 9% серы по массе, тогда как у границы внутреннее ядро — внешнее ядро содержание серы составляет от 8 до 5%. Среднее содержание серы в жидком внешнем ядре заключено между 11 и 8%. Эти результаты можно сравнить с данными по ударным волнам (до 400 кбар) для сульфида железа [42]: если их экстраполировать к условиям в ядре и сравнить с данными по ударным волнам для железа, то во внешнем ядре они будут удовлетворять разрезу давление — плотность с содержанием по массе серы 10 — 12%.

Приведенные соотношения составов жидкостей показывают, что температура на границе мантии и ядра лежит между 2850 и 3300 К (в зависимости от используемых значений плотности по сейсмическим данным), а на границе внутреннее ядро – внешнее ядро – между 3750 и 4050 К. Полученный Уссельманом [70] градиент температуры означает, что жидкое внешнее ядро устойчиво относительно тепловой конвекции, так как градиент температуры совпадает с градиентом температуры плавления (поверхностью ликвидуса). В таком случае движения жидкости в ядре, необходимые для генерации магнитного поля Земли, вероятно, могут быть вызваны прецессией (см. разд. 4.7), некоторым видом тепловой машины, возникающей в результате распада  $K^{40}$ , который может содержаться в ядре (см. разд. 5.6), или же непрерывным ростом твердого внутреннего ядра, подобно тому как это предложил Ферхуген [72]. Непрерывный рост твердого внутреннего ядра является возможным лишь в том случае, если состояние вещества во внешнем ядре соответствует ликвидусу, как было в рассмотренной выше модели.

## 5.6. О возможности присутствия калия в ядре

Было выдвинуто предположение, что в глубинах Земли в сильно восстановительных условиях, преобладающих во время выделения жидкого расплава  $Fe - FeS$ , в ходе возможных реакций между силикатами и расплавами  $Fe - FeS$  щелочные элементы  $K$ ,  $Rb$  и  $Cs$  могут активно соединяться с серой ("халькофильность") [37, 45]. Проведенные авторами этих работ термодинамические расчеты показали, что в смеси силикатов и  $Fe - FeS$  установление равновесия приведет к включению в сульфидный расплав калия в приемлемых концентрациях при температурах, когда силикаты остаются твердыми, но  $Fe - FeS$  существует в жидком состоянии. Из этого следует, что во время формирования ядра значительные количества калия могут уходить в ядро. "Халькофильность" калия в условиях, соответствующих первичной Земле, была подтверждена последними лабораторными экспериментами [31]. Более того, калий может поступать в ядро и тогда, когда процессы восстановления происходят не столь интенсивно, как это требуется для поступления в ядро чистого кремния.

Холл и Мерси [37] показали, что в процессе формирования ядра возможно отделение калия от урана и тория. Дифференцированное выделение калия в ядро приведет к тому, что первоначальное содержание  $U$  и  $Th$  в мантии и коре будет соответствовать низкому отношению  $K/U$  в земных горных породах ( $1 \cdot 10^4$ ) по сравнению с

отношением содержаний этих элементов в хондритах ( $\sim 7 \cdot 10^4$ ) [75].

Присутствие в ядре  $K^{40}$  имеет многие последствия для термической истории как ядра, так и нижней мантии. В смеси, выбранной Мерси и Холлом [52], общее содержание калия должно быть порядка  $5 \cdot 10^{-4}$ . Предполагая, что около трех четвертей этого количества выделилось в ядро, присутствие в нем  $K$  ( $\sim 3,75 \cdot 10^{-4}$ ) должно в настоящее время привести к генерации в ядре энергии  $\sim 2 \cdot 10^{19}$  эрг/с. Таким образом, благодаря радиоактивности в ядре должны иметься большие запасы тепловой энергии. Если твердое внутреннее ядро образовалось в результате выделения чистого железа из расплава  $Fe - FeS$  и оно находится в химическом равновесии с жидким внешним ядром, то  $K^{40}$  сосредоточен во внешнем ядре. Таким образом, для возбуждения конвективных движений во внешнем ядре будет иметься тепло, выделенное в результате распада  $K^{40}$ . Согласно произведенным оценкам, омические потери, связанные с токами в ядре, которые поддерживают существование геомагнитного поля, имеют порядок  $5 \cdot 10^{16}$  эрг/с. Таким образом, по современным оценкам тепла, выделяемого в ядре  $K^{40}$  ( $2 \cdot 10^{19}$  эрг/с), более чем достаточно для генерации геомагнитного поля даже с учетом очень низкого к.п.д. ( $\sim 0,01$ ).

Оверсби и Рингвуд [54] подвергли критике гипотезу, по которой большая часть земного калия содержится в ядре из  $Fe - FeS$ . Они впервые представили данные по распределению калия в метеоритах. Распределение  $K$  в энстатите Аби и двух обыкновенных хондритах исследовалось в работе Симы и Хонды [67]. При строгой аналогии между Аби и Землей максимальное содержание калия в ядре может составить 2,5% от общего его количества на Земле; исследованные Симой и Хондой обыкновенные хондриты содержали в несиликатных фазах менее 2%  $K$ . Оверсби и Рингвуд также измерили, как распределяется калий между синтетическим базальтом и металлической фазой ( $Fe, FeS$ ), содержащей 28% серы. В первом опыте они нашли, что минимальный коэффициент распределения калия между силикатом и металлом равен 25; это ограничивает количество калия в земном ядре менее чем 2% от общего его содержания в Земле. Во втором опыте они получили минимальный коэффициент распределения 50, что соответствует наличию в ядре максимум 1% калия всей Земли. Минимальные коэффициенты распределения получаются из-за невозможности обнаружить какое-либо количество калия в металлической фазе. Кроме того, в исследованных ими веществах отношение  $FeS/Fe$  было выше, чем возможно для Земли, что должно было

способствовать наличию калия в металлической фазе. Их работа показывает, насколько опасно делать предсказания, опираясь на термодинамические расчеты, в которых чистые окислы используются как аналоги реальных силикатных фаз, вступающих в необходимые реакции.

Статья Оверсби и Рингвуда [54] вызвала возражения Геттеля и Льюиса [32], на которые Оверсби и Рингвуд [55] дали ответ. Не было сделано ни одной попытки выдвинуть аргументы за или против утверждения, что большая часть содержащегося в Земле калия сосредоточена в ядре. Одно замечание, которое делают Геттель и Льюис, заключается в том, что физико-химические условия, которые соответствуют разделению калия между ядром из Fe — FeS и силикатными мантией и корой, — это условия, существовавшие во время первичной дифференциации хондритовой Земли на ядро и мантию, а не условия в современной коре и мантии. Таким образом, они утверждают, что эксперименты Оверсби и Рингвуда по распределению калия, в которых используется сильно дифференцированный базальтовый материал, не обязательно соответствуют распределению калия в первичной хондритовой Земле, проходящей стадию дифференциации. Оверсби и Рингвуд упоминают проведенные ими в дальнейшем эксперименты, которые дают ответ на некоторые из возражений Геттеля и Льюиса; эти дополнительные эксперименты подтверждают их более ранние результаты, исключая возможность присутствия значительного количества калия в ядре. Однако обе группы авторов соглашаются на том, что в ядре может содержаться до 1,5% земного калия. Этого может быть достаточно, чтобы обеспечить энергией распада  $K^{40}$  поддержание конвекции в ядре.

Зейтц и Куширо [66] провели серию экспериментов по закономерностям плавления в образце углистого хондрита Алленде типа III с целью установить начальные этапы эволюции планеты хондритового состава. Их эксперименты позволяют предполагать, что ферробазальтовая жидкость может образоваться в результате частичного плавления веществ, сходных по составу с метеоритом Алленде, в условиях отсутствия воды и присутствия менее чем 10% металла. В условиях более интенсивного восстановления металлической фазы выделяется больше, что делает силикатный расплав богаче магнием. По-видимому, последний случай реализуется для планет, подобных Земле, с большим металлическим ядром. Если бы ядро сформировалось после аккумуляции, то можно было бы ожидать, что оно содержит значительную долю никеля и серы всей планеты. Но калия в сульфидной фазе в экспериментах не было обнаружено.

## Литература

1. Альтшулер Л.В., Крупников К.К., Леденев Б.Н., Жукикин В.И., Бражник М.И., ЖЭТФ, **34**, 606, 1958.
2. Альтшулер Л.В., Крупников К.К., Бражник М.И., ЖЭТФ, **34**, 614, 1958.
3. Альтшулер Л.В., Баканова А., Трунин Р.Ф., ЖЭТФ, **15**, 65, 1962.
4. Ahrens T.J., Anderson D.L., Ringwood A.E., Equations of state and crystal structure of high pressure phases of shocked silicates and oxides, *Rev. Geophys.*, **4**, 667, 1969.
5. Anderson D.L., Hanks T.C., Formation of the Earth's core, *Nature*, **237**, 387, 1972.
6. Anderson D.L., Sammis S., Jordan T., Composition and evolution of the mantle and the core, *Science*, **171**, 1103, 1971.
7. Birch F., Some geophysical applications of high pressure research, in *Solids under pressure* (ed. W. Paul and D.M. Warschauer), McGraw-Hill New York, 1963.
8. Birch F., Energetics of core formation, *J. Geophys. Res.*, **70**, 6217, 1965.
9. Birch F., On the possibility of large changes in the Earth's volume, *Phys. Earth Planet. Int.*, **1**, 141, 1968.
10. Bolt B.A., Gutenberg's early PKP observations, *Nature*, **196**, 122, 1962.
11. Bolt D.A., The velocity of seismic waves near the Earth's core, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 191, 1964.
12. Bolt B.A., The density distribution near the base of the mantle and near the Earth's centre, *Phys. Earth. Planet Int.*, **5**, 301, 1972.
13. Brett R., Bell P.M., Melting relations in the Fe-rich portion of the system Fe - FeS at 30 kb pressure, *Earth Planet. Sci., Letters*, **6**, 479, 1969.
14. Bullen K.E., A hypothesis of compressibility at pressures of the order of a million atmospheres, *Nature*, **157**, 405, 1946.
15. Bullen K.E., Compressibility-pressure hypothesis and the Earth's interior, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, **5**, 355, 1949.
16. Bullen K.E., An Earth model based on a compressibility-pressure hypothesis, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, **6**, 50, 1950.
17. Bullen K.E., An index of degree of chemical inhomogeneity in the Earth, *Geophys. J.*, **7**, 584, 1963.
18. Bullen K.E., On compressibility and chemical inhomogeneity in the Earth's core, *Geophys. J.*, **9**, 195, 1965.

19. Bullen K.E., Models for the density and elasticity of the Earth's lower core, *Geophys. J.*, **9**, 233, 1965.
20. Bullen K.E., Compressibility-pressure gradient and the constitution of the Earth's outer core, *Geophys. J.*, **18**, 73, 1969.
21. Bullen K.E., Cores of the terrestrial planets, *Nature*, **243**, 68, 1973.
22. Bullen K.E., On planetary cores, *The Moon*, **7**, 384, 1973.
23. Bullen K.E., Haddon R.A.W., Earth models based on compressibility theory, *Phys. Earth Planet. Int.*, **1**, 1, 1967.
24. Buolos M.S., Manuel O.K., The Xenon record of extinct radioactivities in the Earth, *Science*, **174**, 1334, 1971.
25. Clark A.M., Long J.V.P., The anisotropic diffusion of nickel in olivine, in *Diffusion Processes* (eds. J.N. Sherwood, A.V. Chadwick, W.M. Muir and F.L. Swinton), Gordon and Breach, New York, 1971.
26. Clark S.P., Jr., Turekian K.K., Grossman L., Model for the early history of the Earth, in *The Nature of the Solid Earth* (ed. E.C. Robertson), McGraw-Hill, New York, 1972. (Русский перевод в сб. "Природа твердой Земли", "Мир", М., 1975.)
27. Cleary J.R., The  $D''$  region, *Phys. Earth Planet. Int.*, **9**, 13, 1974.
28. Derr J., Internal structure of the Earth inferred from free oscillations, *J. Geophys. Res.*, **74**, 5202, 1969.
29. Dziewonski A.M., Gilbert F., Observations of normal modes from 84 recordings of the Alaska earthquake of 1964, March 28, *Geophys. J.*, **27**, 393, 1972.
30. Flaser F.M., Birch F., Energetics of core formation: a correction, *J. Geophys. Res.*, **78**, 6101, 1973.
31. Goettel K.A., Partitioning of potassium between silicates and sulphide melts; experiments relevant to the Earth's core, *Phys. Earth Planet. Int.*, **6**, 161, 1972.
32. Goettel K.A., Lewis J.S., Comments on a paper by V.M. Oversby and A.E. Ringwood (*Earth Planet. Sci. Letters*, **14**, 345, 1972), *Earth Planet. Sci. Letters*, **18**, 148, 1973.
33. Green D.H., Ringwood A.E., Mineral assemblages in a model mantle composition, *J. Geophys. Res.*, **68**, 937, 1963.
34. Haddon R.A.W., Bullen K.E., An Earth incorporating free Earth oscillation data, *Phys. Earth Planet. Int.*, **2**, 35, 1969.
35. Hales A.L., Roberts J.L., Shear velocities in the lower mantle and the radius of the core, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **60**, 1427, 1970.
36. Hales A.L., Herrin E., Travel-times of seismic waves, in *The Nature of the Solid Earth* (ed. E.C. Robertson), McGraw-Hill, New York, 1972.

37. **Hall H.T., Murthy V.R.**, The early chemical history of the Earth; some critical elemental fractionations, *Earth Planet. Sci. Letters*, **11**, 239, 1971.
38. **Hanks T.C., Anderson D.L.**, The early thermal history of the Earth, *Phys. Earth Planet. Int.*, **2**, 19, 1969.
39. **Higgins G., Kennedy J.C.**, The adiabatic gradient and the melting point gradient in the core of the Earth, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1870, 1971.
40. **Jordan T.H.**, Estimation of the radial variation of seismic velocities and density in the Earth, Ph. D. Thesis, California Institute of Technology, 1972.
41. **Jordan T.H., Anderson D.L.**, Earth structure from free oscillation and travel-times, *Geophys. J.*, **36**, 411, 1974.
42. **King D.A., Ahrens T.J.**, Shock compression of iron sulphide and the possible sulphur content of the Earth's core, *Nature*, **243**, 82, 1973.
43. **Knopoff L., Shapiro J.N.**, Comments of the interrelations between Grüneisen's parameter and shock and isothermal equations of state, *J. Geophys. Res.* **74**, 1439, 1969.
44. **Kraut E.A., Kennedy G.C.**, New melting law at high pressures, *Phys. Rev.*, **151**, 668, 1966.
45. **Lewis J.S.**, Consequences of the presence of sulphur in the core of the Earth, *Earth. Planet. Sci. Letters*, **11**, 130, 1971.
46. **Liu, L in-Gun**, Birch's diagram: some new observations, *Phys. Earth Planet. Int.*, **8**, 56, 1974.
47. **Lyttleton R.A.**, The end of the iron-core age, *The Moon*, **7**, 422, 1973.
48. **McQueen R.G., Marsh S.P.**, Equation of state for nineteen metallic elements from shock-wave measurements to two megabars, *J. Appl. Phys.*, **31**, 1253, 1960.
49. **McQueen R.G., Marsh S.P.**, Shock wave compression of iron-nickel alloys and the Earth's core, *J. Geophys. Res.*, **71**, 1571, 1966.
50. **Muirhead K.J., Cleary J.R.**, Free oscillations of the Earth and the *D''* layer, *Nature*, **223**, 1146, 1969.
51. **Murthy V.R., Hall H.T.**, The chemical composition of the Earth's core; possibility of sulphur in the core, *Phys. Earth Planet. Int.*, **2**, 276, 1970.
52. **Murthy V.R., Hall H.T.**, The origin and chemical composition of the Earth's core, *Phys. Earth Planet. Int.*, **6**, 123, 1972.
53. **Newton R.C., Jayaraman A., Kennedy G.C.**, The fusion curves of the alkali metals up to 50 kilobars, *J. Geophys. Res.*, **67**, 2559, 1962.

54. **Oversby V.M., Ringwood A.E.**, Potassium distribution between metal and silicate and its bearing on the occurrence of potassium in the Earth's core, *Earth Planet. Sci. Letters*, **14**, 345, 1972.
55. **Oversby V.M., Ringwood A.E.**, Reply to comments by K.A. Goettel and J.S. Lewis, *Earth Planet. Sci. Letters*, **18**, 151, 1973.
56. **Press F.**, Density distribution in the Earth, *Science*, **160**, 1218, 1968.
57. **Qamar A.**, Seismic wave velocity in the Earth's core; a study of PKP and PKKP, Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley, 1971.
58. **Qamar A.**, Revised velocities in the Earth's core, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **63**, 1073, 1973.
59. **Ramsey W.H.**, On the nature of the Earth's core, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, **5**, 409, 1949.
60. **Rice M.H., McQueen R.C., Walsh J.M.**, Compression of solids by strong shock waves, in *Solid State Physics* (ed. F. Seitz and D. Turnbull), Vol. 6, Academic Press, New York, 1958.
61. **Ringwood A.E.**, On the chemical evolution and densities of the planets, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **15**, 257, 1959.
62. **Ringwood A.E.**, Silicon in the metal phase of enstatite chondrites and some geochemical implications, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **25**, 1, 1961.
63. **Ringwood A.E.**, Chemical evolution of the terrestrial planets, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **30**, 41, 1966.
64. **Ringwood A.E.**, The chemical composition and origin of the Earth, in *Advances in Earth Science* (ed. P.M. Hurley), M.I.T. Press, Cambridge, Mass., 1966.
65. **Ryzhenko B., Kennedy G.C.**, The effect of pressure on the eutectic in the system Fe - FeS, *Am. J. Sci.*, **273**, 803, 1973.
66. **Seitz M.G., Kushiro I.**, Melting relations of the Allende meteorite, *Science*, **183**, 954, 1974.
67. **Shima M., Honda M.**, Distribution of alkali, alkaline earth and rare elements in component minerals of chondrites, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **31**, 1995, 1967.
68. **Taggart J., Engdahl E.R.**, Estimation of PcP Travel-times and depth to the core, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **58**, 1293, 1968.
69. **Usselman T.M.**, Experimental approach to the state of the core: the liquidus relations of the Fe-rich portion of the Fe - Ni - S system from 30 to 100 kb, *Am. J. Sci.*, 1975.
70. **Usselman T.M.**, Experimental approach to the state of the core; composition and thermal regime, *Am. J. Sci.*, 1975.
71. **Van Thiel M.**, Compendium of shock wave data, Univ. Calif., Radiation Lab. Rept. UCRL 50108, 1967.

72. Verhoogen J., Heat balance of the Earth's core, *Geophys. J.*, **4**, 278, 1961.
73. Walsh J.M., Christian R.H., Equation of state of metals from shock wave measurements, *Phys. Rev.*, **97**, 1544, 1955.
74. Walsh J.M., Rice M.H., McQueen R.G., Yarger F.L., Shock-wave compressions of twenty-seven metals, equations of state of metals, *Phys. Rev.*, **198**, 196, 1957.
75. Wasserburg G.J., MacDonald G.J.F., Hoyle F., Fowler W.A., The relative contribution of uranium, thorium and potassium to heat production in the Earth, *Science*, **143**, 465, 1964.
76. Wiik H.B., The chemical composition of some stony meteorites, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **9**, 279, 1956.

## Ядра других планет

### 6.1. Введение

В этой главе мы рассмотрим вопрос о ядрах планет земной группы (Венеры, Марса и Меркурия) и Луны. Поскольку считается, что магнитное поле Земли возникает вследствие движений в жидком (преимущественно железном) внешнем ядре, вопрос о том, обладают ли эти планеты магнитным полем, имеет решающее значение для проблемы наличия в них ядер. Кроме Земли, из всех известных тел планетных размеров заметным магнитным полем обладают только Юпитер и один из его спутников. Однако не следует забывать, что у Земли полоидальное поле составляет, вероятно, лишь около 1% от тороидального. Таким образом, если на другой планете не удастся наблюдать полоидальное магнитное поле, это само по себе еще не означает, что у нее нет жидкого ядра, в котором заключено тороидальное поле.

### 6.2. Луна

В 1959 г. магнитометр, установленный на борту автоматической межпланетной станции "Луна-2", на расстоянии около 55 км от поверхности Луны не обнаружил у нее никакого магнитного поля. Верхний предел полного магнитного момента Луны, учитывая чувствительность магнитометра, можно определить в  $6 \cdot 10^{21}$  Гс  $\cdot$  см<sup>3</sup>, что на четыре порядка ниже современного дипольного момента Земли. Позднее полеты "Луны-10" [20] и "Эксплорера-35" [66] подтвердили, что на Луне отсутствует заметное магнитное поле. Они показали, что верхний предел величины дипольного момента Луны еще ниже и равен  $6 \cdot 10^{20}$  Гс  $\cdot$  см<sup>3</sup>. Бихэннон [4] произвел более подробный анализ данных "Эксплорера-35" и получил еще меньшее значение  $1 \cdot 10^{20}$  Гс  $\cdot$  см<sup>3</sup>, а самая последняя оценка максимального дипольного момента Луны (по данным магнитометра, установленного в орбитальном отсеке КА "Аполлон") составляет  $6 \cdot 10^{19}$  Гс  $\cdot$  см<sup>3</sup>.

Результаты, полученные в ходе осуществления программы "Аполлон", оказались весьма неожиданными. В образцах, доставленных на Землю КА "Аполлон-11", исследователи обнаружили стабильные составляющие естественной остаточной намагниченности лунного происхождения (см. *Geochim. Cosmochim. Acta*, **34**, Suppl. 1, 1970). Впоследствии магнитометры, доставленные на лунную поверхность экспедициями КА "Аполлон-12, -14, -15, -16", обнаружили удивительно большие локальные поверхностные поля напряженностью в десятки и сотни  $\gamma$  [67]. Наконец, магнитные измерения на орбитальных отсеках КА "Аполлон-15, -16" при облете Луны на высоте  $\sim 110$  км выявили резкие магнитные аномалии величиной до нескольких  $\gamma$  как на видимой, так и на орбитальной стороне Луны. Эти аномалии, по-видимому, связаны с топографическими или геологическими особенностями и характеризуют степень намагниченности структур лунной коры с типичными размерами в десятки и сотни километров [17].

Главное различие между лунными и земными образцами состоит в том, что остаточная намагниченность лунных образцов определяется железом с небольшой примесью никеля. Магнитные свойства этих веществ сильно отличаются от свойств известных нам титаномагнетитов и других ферромагнетиков земных пород. Интерпретация естественной остаточной намагниченности доставленных на Землю лунных образцов показывает, что намагниченность может быть отнесена к трем возможным источникам: посторонние магнитные вещества, вторичные явления на поверхности Луны и первичная намагниченность, связанная с образованием породы. Первичная естественная остаточная намагниченность магматических пород относится к термоостаточному типу. В случае брекчий первичная естественная остаточная намагниченность является термоостаточной, если при их образовании температура превышает точку Кюри, и будет относиться к другому типу, если они образуются при относительно низкой температуре. Из вторичных механизмов представляет интерес намагниченность, возникающая в результате соударения. С ее помощью легко объяснить наблюдаемую неоднородность части естественной остаточной намагниченности, и действительно, большая часть вещества лунной поверхности носит следы ударов.

Происхождение естественной остаточной намагниченности доставленных образцов, в особенности происхождения полей, которые создали эту намагниченность, все еще не выяснено. Если предположить, что в ранней истории Луны существовало лунное динамо, то это наложит строгие ограничения на геохимические модели ее эволю-

ции. Чтобы Луна имела жидкое металлическое ядро, ее дифференциация должна была произойти на раннем этапе ее истории. Все еще не ясно, надо ли иметь одно общее объяснение для всех видов наблюдаемых магнитных явлений: естественной остаточной намагниченности лунных образцов, поверхностных полей, регистрируемых магнитометрами на поверхности Луны, и полей, наблюдаемых с орбитальных отсеков.

Наличие естественной остаточной намагниченности является сильным аргументом в пользу существования древних лунных полей, под действием которых она возникла. К сожалению, из доступной наблюдению ненарушенной коренной породы не отобрано образцов, по которым можно было бы определить конфигурацию магнитных полей. По стабильной намагниченности пород можно предположить, что многие из них намагнитились в полях от  $10^3$  до  $10^4$  γ. Однако напряженности полей, создавших остаточную намагниченность, изменяются в весьма широких пределах — от сотен γ до порядка 1 Э.

В большинстве гипотез принимается сильное планетарное магнитное поле Луны, которое создало наблюдаемую остаточную намагниченность пород, а затем диссипировало. Возможно, что причиной намагниченности являются внешние поля (поле солнечного ветра или магнитное поле Земли) и поля внутреннего происхождения, например поле лунного динамо. Если предположить, что магнитное поле было приобретено Луной в то время, когда она была намного ближе к Земле, чем сейчас, возникает одна трудность. Дело в том, что диапазон возрастов намагниченного лунного вещества, доставленного на Землю, равен 500 млн. лет, т.е. Луна должна была бы находиться вблизи Земли слишком долгое время и, кроме того, на расстоянии, близком к пределу Роша\*. Согласно некоторым из предложенных моделей, вся Луна (или значительная ее часть) была намагничена на раннем этапе ее истории, что создало первичное остаточное магнитное поле. Следовательно, породы, в которых наблюдается намагниченность и которые обуславливают современные лунные остаточные поля, намагнитились в этом первичном остаточном поле. Принимается, что позднее это поле под действием тепла исчезло. Описанная гипотеза согласуется с некоторыми предложенными вариантами термической истории Луны (см. например, [65]). Такие модели удобно называть моделями реликтового поля, поскольку наблюдаемая сейчас намагниченность сохраняется после того, как она была приобретена в первичном остаточном поле Луны, а не непосредственно в поле солнечного ветра, магнитном поле Земли или поле лунного динамо.

\* У предела Роша собственное гравитационное поле Луны будет в точности уравновешиваться разрывающей силой гравитационного поля Земли.

Теорию лунного динамо наиболее последовательно отстаивали Ранкорн и др. [59] и Стрэнгуэй и др. [69]. Они полагают, что оно действовало в течение некоторого времени до того, как образовались самые древние из исследованных горных пород, и вплоть до некоторого момента после того, как образовались самые молодые из исследованных вулканических пород и брекчий. Затем оно "выключается". Существенные доводы в пользу лунного динамо вытекают из предположения, что лунные породы в большей своей части обладают естественной остаточной намагниченностью, которая может быть термоостаточной, приобретенной в поле порядка  $10^3$  γ. Однако Фаллер [27] указал, что это предположение нельзя считать надежно обоснованным — оказывается, оно неприменимо к породам, остаточная намагниченность которых наиболее похожа на термоостаточную. Вполне вероятно, что теория динамо может объяснить существование древних лунных полей, напряженность которых варьирует в широких пределах, включая такие высокие значения, как 1 Э. Леви [39] также пришел к выводу, что Луна должна была бы вращаться быстрее, чем это допускается ее прочностью, прежде чем в ней могло возникнуть самовозбуждающееся динамо (его модель динамо основана на модели Паркера — см. разд. 4.2).

Кроме того, анализ имеющихся данных по стабильности остаточной намагниченности лунных кристаллических пород и более скудных данных по напряженности палеомагнитных полей в образцах кристаллических пород и брекчий не выявляет никакой зависимости от возраста, как это можно было бы ожидать в случае термостаточной намагниченности, вызванной дипольным, ныне исчезнувшим, полем динамо, расположенного в лунном ядре. Более того, детальные эксперименты по исследованию напряженности палеомагнитных полей в многочисленных образцах близкого возраста и собранных в одной космической экспедиции дали такой же большой разброс результатов ( $10^3$  —  $10^5$  γ), какой был получен ранее в предварительной выборке образцов различного возраста.

Образование расплавленного лунного ядра или зон, состоящих из чистого Fe или Fe — Ni, требует, чтобы температура в лунных недрах превышала температуру плавления железа. Экстраполяция данных Стерретта и др. [68] показывает, что температура плавления металлического железа в центре Луны примерно  $1660$  °C. Присутствие никеля лишь слегка понизило бы эту температуру. Чтобы быть источником магнитного поля 4 млрд. лет назад, такое ядро должно было образоваться еще раньше. С другой стороны, температуры порядка  $1660$  °C в центре Луны на раннем этапе ее истории неприемле-

мы с точки зрения большей части существующих моделей тепловой истории Луны, по которым лунные недра считаются остывшими (см., например, [36, 45, 71, 77]). Более того, потребовались бы неправдоподобные высокие температуры аккумулирующегося вещества, чтобы нагреть центральную часть Луны до  $1660^\circ\text{C}$  в течение первых 500 млн. лет ее существования.

Если в лунном ядре содержится сера, то расплавленное ядро может существовать при значительно более низких температурах ( $\sim 1000^\circ\text{C}$ ). Присутствие никеля также несколько понизило бы эвтектическую температуру\*. Д.Л. Андерсон [2] рассчитал, что плотность эвтектического сплава  $\text{Fe} - \text{FeS}$  при давлении 30 кбар равна примерно  $5,3 \text{ г/см}^3$ . Эта величина значительно меньше, чем плотность чистого железа, которую Ранкорн и др. [58] использовали при расчете максимально допустимого размера лунного ядра. Ядро с меньшей плотностью могло быть больше ядра из чистого железа; при этом не нарушаются ограничения, накладываемые фиксированной величиной момента инерции Луны.

В настоящее время Луна не имеет внутреннего источника магнитного поля. Следовательно, если поле было вызвано конвекцией в ядре, то или ядро затвердело, или магнитное число Рейнольдса уменьшилось ниже своего критического значения [57]. Прекращение действия лунного динамо в результате затвердевания ядра или глубинных зон из  $\text{Fe} - \text{FeS}$  не согласуется с большей частью моделей термической истории Луны. Почти все модели требуют, чтобы сейчас температура глубинных областей была значительно выше  $1200^\circ\text{C}$ . С другой стороны, такие термические модели согласуются с рассматриваемой моделью в случае, если лунное динамо перестало действовать, так как магнитное число Рейнольдса упало ниже своего критического значения. Если динамо перестало действовать в результате затвердевания ядра, то, предполагая, что остывание происходит за счет конвекции, можно еще видоизменить большинство моделей термической истории. (Тозер [72] полагает, что в твердой Луне, вероятно, начинается конвективное движение, как только температура лунных недр повышается до  $\sim 1000^\circ\text{C}$ , и что в центре устанавливается равновесная температура между  $600$  и  $1000^\circ\text{C}$ ). Конвекция также способствует образованию ядра. Если действие динамо прекратилось в результате затвердевания вещества и оно находилось в центральном ядре, а не

\* Уссельман [73] развил более раннюю работу Бретта и Белла [9], оценив влияние давления на эвтектическую температуру сплава  $\text{Fe} - \text{FeS}$ . При давлении 50 кбар (приблизительное давление в центре Луны) эвтектическая температура равна  $\sim 1000^\circ\text{C}$ .

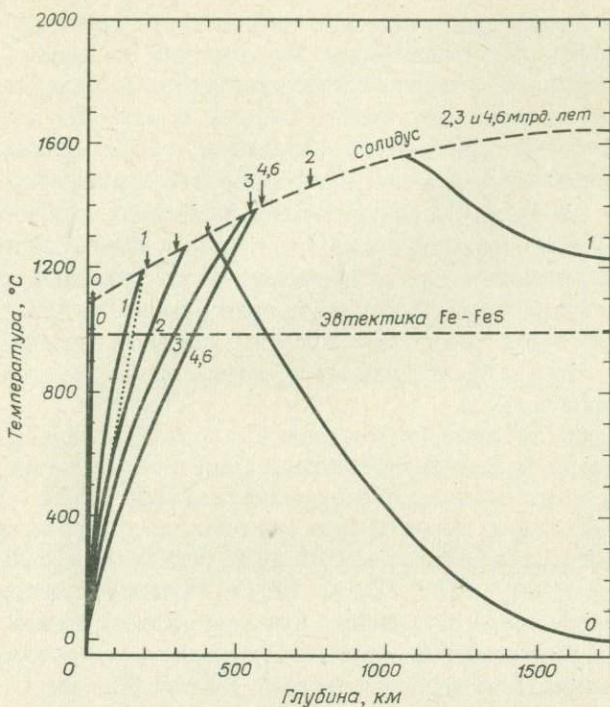


Рис. 6.1. Модель распределения температуры в Луне в функции времени, прошедшего с момента ее образования [65]. Время (в млрд. лет) указано у каждой кривой. Из простой модели процесса аккумуляции [71] рассчитано первоначальное распределение температуры; предполагается, что при 0 °С аккумуляция продолжалась  $\sim 100$  лет. Луна частично или полностью расплавлена на тех глубинах, где кривая температуры лежит вдоль солидуса базальтов лунных морей [55]. Интервал глубин, в котором происходит полное плавление, обозначен маленькими стрелками над солидусом. Показаны также эвтектическая температура сплава Fe — FeS [9] и фазовая граница между полевошпатовым и шпинельным пироксенитами (пунктирная кривая) для модели Луны с составом мантии по Рингвуду и Эссену [55].

в некоторой зоне или зонах, то маловероятно, чтобы температуры внутри Луны когда-либо впоследствии могли превысить температуру затвердевания ядра. Бретт [8] пересмотрел геохимические выводы в пользу теории лунного динамо и разработал специальную модель, в которой попытался примирить, насколько это возможно, некоторые из этих разных мнений.

Соломон и Токсоз [65] также исследовали состав недр и эволюцию Луны. Согласно их модели, представленной на рис. 6.1, через 500 млн. лет после образования Луны температуры в большей части

ее недр превосходят эвтектическую температуру сплава  $Fe - FeS$ . Таким образом, формирование ядра в результате плавления, опускания и объединения обогащенных железом капелек происходит раньше, чем образуются древнейшие лунные породы, обладающие остаточной намагниченностью. Модели тепловой истории, в которых предполагаются первоначально холодные недра, обедненные радиоактивными элементами, не согласуются с гипотезой рано расплавленного ядра. Соломон и Токсоз показали также, что существование в настоящее время чисто железного ядра не противоречит соображениям относительно момента инерции. Ранкорн и др. ранее показали [58], что наличие ядра не будет значительно изменять моменты инерции Луны, при условии что оно будет занимать пространство менее чем примерно 20% лунного радиуса.

Если Луна содержит богатое железом небольшое ядро с примесью серы, тогда предположение Льюиса [40], а также Холла и Мерси [35] о том, что по сравнению с силикатами расплав  $Fe - FeS$  будет обогащен калием, имеет важное значение для термической эволюции. Термическую эволюцию первоначально расплавленной Луны с содержанием  $U = 1,1 \cdot 10^{-4}$ ,  $K/U = 2000$  и  $Th/U = 4$  иллюстрирует рис. 6.2. Вскоре после образования Луны все радиоактивные элементы концентрируются вблизи лунной поверхности. Согласно модели, в настоящее время Луна является твердой. На рис. 6.3 приведена термическая эволюция Луны с таким же первоначальным ходом температуры и содержанием урана и тория, но с отношением  $K/U = 80\,000$ , как в хондритах [76]. Генерация тепла у поверхности такая же, как на рис. 6.2, но предполагается, что отношение изотопов  $K^{39}/K^{40}$  сохраняется в ядре с радиусом 340 км. Результат оказывается весьма примечательным. Тепла, выделяемого добавочным калием, достаточно, чтобы на протяжении всей ее истории поддерживать большую часть Луны в жидком состоянии, — Луна и теперь расплавлена на глубине ниже 300 км.

Если предположить, что Луна сформировалась путем холодной аккумуляции, но разогрелась с поверхности на последней ее стадии, это привело бы к образованию расплавленной оболочки на очень раннем этапе лунной истории; как показывают сейсмические исследования, впоследствии из этой оболочки сформировалась кора. Однако на раннем этапе истории недр Луны будут оставаться холодными и лишь относительно позже разогреются благодаря радиоактивному теплу — таким путем образуется расплавленное или частично расплавленное ядро, на что также указывают сейсмические данные [46].

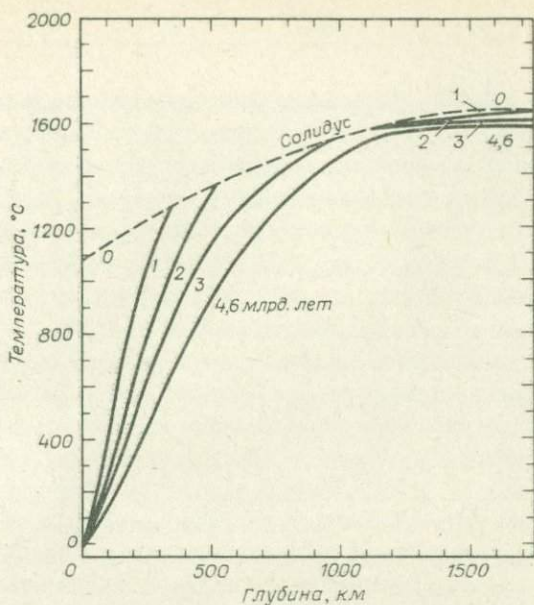


Рис. 6.2. Влияние содержания изотопа  $K^{40}$  в ядре из Fe – FeS на термическую историю Луны; термическая эволюция первоначально расплавленной Луны со средней концентрацией  $U = 1,1 \cdot 10^{-4}$ ,  $Th/U = 4$  и  $K/U = 2000$  [65].

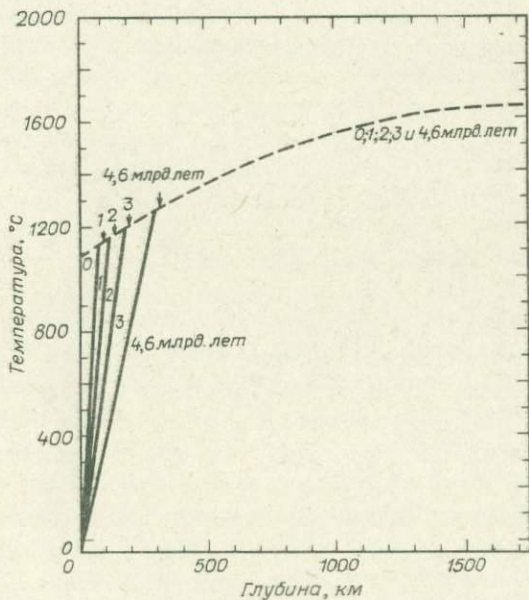


Рис. 6.3. Термическая эволюция Луны, подобная приведенной на рис. 6.2, но  $K/U = 80000$  [65].

Стрэнгуэй и Шарп [70] недавно рассмотрели вопрос, может ли первоначально горячая снаружи и холодная внутри Луна, которая теперь в результате эволюции стала холодной снаружи и горячей внутри, количественно соответствовать данным по древнему магнитному полю. Необходимо ответить на два вопроса. Во-первых, каково происхождение намагничивающего поля? Во-вторых, раз Луна намагнитилась в результате изотермического процесса, могли ли следы об этом сохраниться до тех пор, пока примерно 3,2 млрд. лет назад не прекратилась вулканическая деятельность? На первый вопрос нет определенного ответа, потому что отсутствуют ясные следы планетарных полей, предшествовавших тем, которые вморожены в лунные породы. Однако Стрэнгуэй и Шарп показали, что если в состав Луны входит несколько процентов металлического железа и на нее действовало внешнее магнитное поле с напряженностью примерно 10 – 20 Э (причем температура большей ее части была ниже точки Кюри для железа), то можно создать небольшое число моделей термической истории, которые удовлетворяли бы известным ограничениям. На вопрос о постоянной времени ослабления изотермической остаточной намагниченности ответить трудно; но экстраполируя скорость ослабления такой намагниченности, приобретенной в лаборатории многодоменными железосодержащими породами, Гоуз с соавторами [32] показали, что коэффициент ослабления очень мал.

### 6.3. Марс

14 – 15 июля 1965 г. КА "Маринер-4" прошел от Марса на расстоянии около 13 200 км. Во время наибольшего сближения с планетой были проведены измерения магнитного поля и потоков различных частиц; все измерения показали, что Марс имеет в лучшем случае очень слабое магнитное поле.

Мы не располагаем количественной теорией происхождения радиационных поясов Земли, и невозможно предсказать характер таких поясов для планеты, находящейся на произвольном расстоянии от Солнца; однако эта планета должна обладать значительным магнитным полем и подвергаться воздействию солнечного ветра. Поскольку расстояние Марса от Солнца является промежуточным по сравнению с расстояниями от Солнца Земли и Юпитера, а обе эти планеты обладают интенсивными радиационными поясами, можно предположить, что Марс также имеет радиационные пояса при условии что он является телом, обладающим заметным магнитным полем. Система чувствительных детекторов частиц на КА "Маринер-4", зарегистриро-

вавшая электроны с энергией  $> 40$  кэВ на радиальных расстояниях вплоть до 165 000 км на утренней стороне Земли, не зарегистрировала подобных электронов во время наибольшего сближения с Марсом [74]. Из этого следует, что дипольный магнитный момент Марса менее 0,001 от земного, т.е. верхний предел напряженности магнитного поля в области экватора на поверхности Марса, равен  $\sim 200$  γ.

Сходные результаты были опубликованы О'Галлахером и Симпсоном [50]. Установленный на КА "Маринер-4" полупроводниковый телескоп для регистрации заряженных частиц был способен регистрировать электроны с энергией более 40 кэВ и протоны с энергией свыше 1 МэВ. Траектория КА "Маринер-4" должна была проходить через фронт ударной волны (возбуждаемый в потоке солнечного ветра. — *Перев.*), переходную зону и границу магнитосферы, если бы они существовали. Ни в одной из таких предполагаемых областей не было получено никаких данных о потоках частиц. К тому же ожидалось, что планета, имеющая даже слабое магнитное поле, создает "след" в направлении, противоположном Солнцу. "Маринер-4" проходил достаточно близко от Марса, чтобы обнаружить такой след, если бы он существовал; "утечки" электронов, которой следовало бы ожидать при наличии следа, не наблюдалось. О'Галлахер и Симпсон установили такой же верхний предел для любого магнитного поля Марса, а именно 0,1% от магнитного поля Земли.

На КА "Маринер-4" был установлен магнитометр, работавший во время наибольшего сближения с Марсом. Однако не наблюдалось никаких магнитных эффектов, которые можно было бы с уверенностью связать с магнитным полем Марса. Смит и др. [63] определили верхний предел магнитного момента Марса величиной  $3 \cdot 10^{-4}$  от его значения для Земли.

Анализируя магнитограммы, переданные с борта советских автоматических межпланетных станций "Марс-2" и "Марс-3", Долгинов и др. [23, 24] установили, что Марс обладает внутренним магнитным полем. Напряженность найденного из магнитограмм поля оказалась в 7 — 10 раз большей, чем напряженность поля в межпланетном пространстве на расстоянии орбиты Марса. Они сделали вывод, что Марс обладает дипольным моментом  $\sim 2,4 \cdot 10^{22}$  Гс · см<sup>3</sup> и напряженность поля в области магнитного экватора равна  $\sim 60$  γ. Эти значения еще ниже, чем верхний предел, определенный из анализа данных "Маринера-4". Следует также указать, что Богданов и Вайсберг\* иначе

\* "Structure and variation of Solar wind — Mars Interaction region", J. Geophys. Res., 80, N 4, 1975.

интерпретировали измерения ионных потоков АМС "Марс-2" и "Марс-3". Они предположили, что наблюдаемые изменения магнитного поля связаны с взаимодействием солнечного ветра и планетной ионосферы, а не с внутренним дипольным магнитным полем планеты.

Поскольку период вращения Марса вокруг своей оси примерно такой же, как Земли, можно было бы предположить, что Марс имеет много меньший магнитный момент вследствие того, что его жидкое проводящее ядро очень мало. Плотность и безразмерный момент инерции Марса показывают, что отношение содержащегося в нем железа к силикатам меньше, чем у Земли, но больше, чем у Луны. Радиус железного ядра не должен превосходить нескольких сотен километров. Посредством механизма динамо такое ядро раньше могло поддерживать более сильное магнитное поле, чем теперь. Ранкорн [57] придерживается мнения, что обнаруженное АМС "Марс-2" поле в  $60 \gamma$ , имеющее, видимо, внутренний источник, создано скорее таким динамо, действие которого стало слабее, чем постоянной намагниченностью, хотя последняя может существовать в породах коры, как на Луне.

Согласно гипотезе  $Fe_2O$  Буллена (см. разд. 5.5), Марс должен иметь железное ядро с радиусом  $\sim 1400$  км, но слой, содержащий  $Fe_2O$ , отсутствует и поэтому, вероятно, нет жидкой зоны. Видимо, вследствие этого не удалось обнаружить сколько-нибудь заметное магнитное поле. Льюис [41] сделал вывод, что Марс, в сущности, лишен свободного железа. Он может обладать небольшим ядром из  $FeS$  с незначительным добавлением  $FeO$  или без него; мантия же богата  $FeO$ , при этом  $FeO/(FeO + MgO) \approx 0,5$ . Выводы Льюиса основываются на его модели первичной туманности солнечного состава, имеющей значительный градиент температуры вдоль радиуса.

Исследованиям внутреннего строения Марса препятствовала неопределенность в известном значении его радиуса, результаты измерения которого заключались в пределах от 3310 до 3423 км. Однако эксперименты по покрытию, проведенные на борту КА "Маринер-4", позволили весьма точно определить радиус Марса [25]; общепринятое сейчас значение экваториального радиуса равно  $3394 \pm 5$  км. Это соответствует безразмерному моменту инерции  $z = 0,377$ . Биндер [6] создал ряд моделей внутреннего строения Марса, используя данные КА "Маринер-4" и исследования Д.Л. Андерсона [1] по составу и строению верхней мантии Земли; Биндер предполагал, что нет коренного различия между мантийными породами Марса и Земли. Он нашел, что Марс имеет железное ядро с радиусом в пределах 790 – 950 км и массой, составляющей 2,7 – 4,9% от общей массы планеты. Процентное

содержание чистого железа в Марсе меньше, чем в Земле, масса ядра которой равна примерно 31% общей массы. Биндер также пришел к выводу, что на раннем этапе своей истории железное ядро Марса было расплавленным — это служит дополнительной поддержкой его более раннего предположения, по которому сначала условия в недрах Марса [5] удовлетворяли требованиям теории динамо и он обладал магнитным полем. Основываясь на моделях (например, [3]), согласно которым Марс имеет меньшее и менее плотное, чем у Земли, ядро и более плотную мантию, часто предполагали, что внутри Марса не произошла полная дифференциация, поэтому и ядро, и мантия содержат вещества друг друга в качестве примесей. Однако имеющиеся данные можно легко объяснить, если взять, как это предложил Льюис [39], ядро из чистого  $FeS$ , а мантию из силикатов, сильно обогащенных  $FeO$ .

Несколько лет назад Рингвуд [53, 54] предложил в качестве альтернативы модель Марса, в которой относительное содержание таких распространенных элементов, как  $Fe$ ,  $Mg$ ,  $Si$ ,  $Ca$ ,  $Al$  и т.д., в Марсе такое же, как в Земле, Венере, Солнце и углистых хондритах типа I, а различия в плотностях планет вызваны главным образом различным содержанием кислорода. Принималось, что Марс полностью окислен и в нем не содержится чистого железа. В последующей работе Рингвуд и Кларк [56] несколько подробнее рассмотрели эту гипотезу, что оказалось возможным благодаря недавнему точному определению средней плотности и момента инерции Марса, а также достижениям физики высоких давлений, позволяющим оценить роль фазовых переходов в недрах Марса. В модели, которой они отдают предпочтение (рис. 6.4), произошло отделение магнетита, образовавшего ядро радиусом 1638 км (21% массы Марса); магнетит присутствует в виде полиморфной модификации, соответствующей высоким давлениям. Если дифференциация оказалась достаточной для формирования ядра, то, вероятно, кора также имеется. При ограничениях, накладываемых их моделями, Марс может также обладать небольшим ядром из металлического железа. Однако наличие железного ядра трудно совместить с предположением об окисленном состоянии поверхностных пород и составом атмосферы.

Последняя модель Рингвуда и Кларка также находится в согласии с вероятной тепловой историей Марса. (Макдональд [43] показал, что, если распространенность  $U$ ,  $Th$ , и  $K$  в Марсе такая же, как в хондритах, радиоактивное тепло, выделившееся за 4,500 млрд. лет, вызвало бы обширное внутреннее плавление и дифференциацию.)

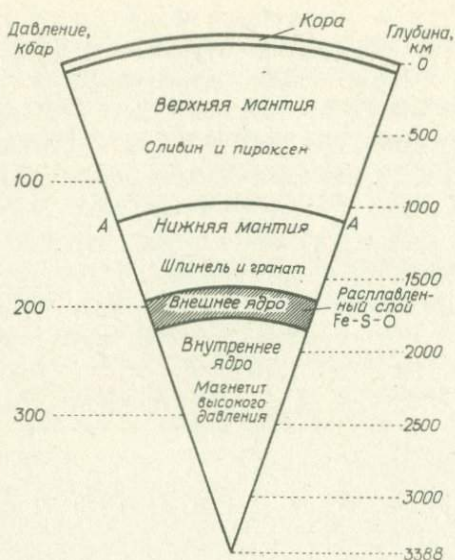


Рис. 6.4. Гипотетический разрез Марса (по Рингвуду и Кларку [56]).

Отсутствие в их модели большого проводящего жидкого ядра, в котором существует конвекция, также согласуется с тем, что на Марсе не наблюдается значительного магнитного поля.

Д.Л. Андерсон [2] также построил ряд моделей возможного внутреннего строения Марса (рис. 6.5). Он находит, что Марс не может быть однородным и должен иметь ядро; размеры ядра зависят от его плотности. Принимая плотность чистого железа и чистого троилита ( $\text{FeS}$ ) за верхний и нижний пределы плотности ядра, он нашел, что радиус ядра должен составлять от 0,36 до 0,60 радиуса Марса (т.е. примерно от 1220 до 2035 км). Метеоритная модель в случае Марса приводит к ядру из  $\text{Fe} - \text{S} - \text{Ni}$ , составляющему 12% массы планеты. Марс содержит 25% железа по массе, что значительно меньше, чем у других планет земной группы, но близко к общему содержанию железа в обыкновенных и углистых хондритах. Андерсон получил подходящую для Марса модель в предположении, что вещество обыкновенных хондритов подвергалось действию невысоких температур. Образование ядра начнется, когда температуры превысят эвтектическую температуру системы  $\text{Fe} - \text{FeS}$  ( $\sim 990^\circ\text{C}$ ), но не завершится полностью, пока температуры не превысят температуру ликвидуса в большей части планеты. По оценке Андерсона, в ядро вошло

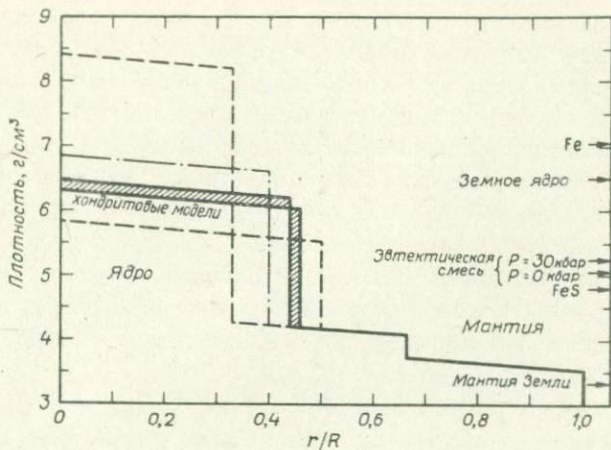


Рис. 6.5. Зависимости плотности от радиуса для ряда характерных моделей Марса, имеющих правильные среднюю плотность и момент инерции [27]. Модели с хондритовым составом приходится на заштрихованную область. Во всех моделях средняя плотность мантии приблизительно одинакова.

приблизительно 63% материала, предположительно образующего ядро (Fe — S — Ni). Таким образом, в противоположность Земле Марс — не полностью дифференцированная планета и его ядро значительно богаче серой, чем земное. Отсутствие значительного магнитного поля может быть вызвано меньшим размером его ядра по сравнению с ядром Земли и его более высоким электрическим сопротивлением (что вызвано большим количеством серы в ядре). В другом варианте, если динамо приводится в действие моментами прецессии, отсутствие магнитного поля может быть вызвано недостаточно большим моментом сил.

Используя исследования Андерсона [2] и новые данные, полученные КА "Маринер-6, -7, -9", Биндер и Дэвис [7] создали ряд новых моделей внутреннего строения Марса и пересмотрели выводы более ранней работы Биндера [6]. По данным полетов КА "Маринер-4, -6, -7" и радиолокационных наблюдений средний экваториальный радиус Марса был определен в 3394 км. Из этого следует, что поверхность Марса — сплюснутый вдоль оси вращения сфероид, сжатие которого равно динамическому сжатию 1/190, т.е. Марс находится в состоянии полного гидростатического равновесия. Однако предварительный анализ данных по покрытию КА "Маринер-9" [12] показывает, что по-

верхность Марса лучше аппроксимируется трехосным эллипсоидом с экваториальными радиусами 3401 и 3395 км и полярным радиусом 3372 км. Радиус сферы, объем которой равен объему эллипсоида, составляет 3389 км. Кроме того, истинная фигура планеты чрезвычайно важна при интерпретации измерений коэффициента  $J_2$  второй зональной гармоники гравитационного поля с точки зрения момента инерции. Если планета находится в состоянии полного гидростатического равновесия, то измеренная величина  $J_2$  непосредственно связана с моментом инерции через соотношение Дарвина — Радо. Если планета не находится в состоянии гидростатического равновесия, то расчет безразмерного момента инерции  $z$  относительно полярной оси по измеренной величине  $J_2$  зависит от модели, используемой для объяснения отклонения от гидростатического равновесия. Кроме случая гидростатического равновесия, Биндер и Дэвис рассмотрели случай, когда Марс имеет кору, находящуюся в изостатическом равновесии, причем толщина ее изменяется от экватора к полюсам. Они также исследовали вариант, в котором отклонение от гидростатического равновесия поддерживается механической прочностью коры. Они нашли, что величина  $z$  решающим образом зависит от строения коры и поэтому невозможно точно определить внутреннее строение Марса. Расчеты, основанные на полном гидростатическом равновесии, дают только нижний предел размеров ядра:  $\sim 3 - 5\%$  массы планеты. Из правдоподобных оценок строения коры следует, что Марс имеет ядро, радиус которого приблизительно равен 1250 км, а масса составляет  $9 - 10\%$  массы планеты. Неточное знание мощности коры в областях полюса и экватора почти не влияет на эти результаты, если кора находится в состоянии изостатического равновесия. Однако тот факт, что по крайней мере часть экваториальной выпуклости может быть некомпенсированной, делает возможным создание приемлемых моделей, в которых ядро содержит до  $25\%$  массы планеты, т.е. почти такую же большую долю массы, как земное ядро.

Янг и Шуберт [78] пересмотрели тепловую историю Марса. Полученные КА "Маринер-9" фотографии обнаруживают следы обширной вулканической деятельности (включая ряд отчетливо выделяющихся щитовых вулканов), слегка изрытые кратерами равнины, подобные лунным морям, и круговые структуры, такие, как купола и кратеры. Из этого следует, что некоторое время назад Марс должен был быть достаточно горячим, чтобы в его недрах происходило частичное плавление, но о современных условиях никаких выводов сделать нельзя.

В противоположность более ранним исследованиям Янг и Шуберт рассмотрели конвекцию в твердом веществе как важный механизм переноса тепла. Они исследовали две модели: 1) с железным ядром (радиус и масса соответственно 0,4 и 0,1 от радиуса и массы Марса) и 2) с ядром из чистого FeS (радиус и масса соответственно 0,6 и 0,26 от радиуса и массы Марса). Эти модели, соответствующие ядру с максимальной плотностью — минимальным размером и ядру с минимальной плотностью — максимальным размером, согласуются с наблюдаемыми массой, радиусом и моментом инерции Марса. Концентрация источников радиоактивного тепла в коре и мантии была взята такой же, как в мантии Земли [ $2,61 \cdot 10^{-7}$  эрг/(см<sup>3</sup> · с)]. Янг и Шуберт нашли, что конвекция в мантии очень эффективна для сохранения относительно низких температур. Таким образом, в случае чисто железного ядра разница температур в 8000 °С, когда нет конвекции, между границей ядро — мантия и поверхностью уменьшается приблизительно до 2300 °С, если конвекция происходит с числом Рэлея, в 100 раз большим критического значения, при котором она устанавливается. (Действительное значение числа Рэлея не определено из-за того, что неизвестны значения вязкости.) Однако из их работы ясно, что в случае чистой теплопроводности температуры превосходят температуры плавления типичных силикатов, откуда следует, что конвекция в мантии Марса действительно необходима, чтобы предотвратить расплавление большей ее части. Янг и Шуберт также нашли, что решение вопроса о том, имеет ли Марс твердое или жидкое ядро, зависит от эффективной вязкости  $\nu$  его мантии при температурах выше  $\sim 1500$  °С. Если при таких температурах  $\nu \leq 10^{22} - 10^{23}$  см<sup>2</sup>/с (имеются основания предполагать, что это, по-видимому, так и есть), то конвекция настолько интенсивна, что охлаждает почти всю мантию и, в частности, границу ядро — мантия до более низких температур, чем те, при которых ядро из Fe или Fe — FeS будет жидким. В таком случае, если предполагать, что планетарное магнитное поле могло возникнуть только в результате действия механизма динамо в жидком ядре, то Марс не должен был обладать собственным магнитным полем.

Джонстон и др. [38] также пересмотрели термическую историю и эволюцию Марса и пришли к несколько иным выводам. Они получили ряд моделей марсианских недр, которые должны были удовлетворять определенным ограничениям (средней плотности, моменту инерции и недавнему вулканизму, который был определен из фотографий КА "Маринер-9"). Предполагая, что ядро состоит из Fe — FeS, они

нашли, что образование ядра и дифференциация коры произошли в течение первого 1 млрд. лет истории планеты. В настоящее время радиус ядра заключен примерно между 1300 и 1800 км (в зависимости от его точного состава) и ядро должно находиться в жидком состоянии, даже если его состав не соответствует эвтектическому.

## 6.4. Венера

Первые измерения вблизи Венеры были произведены КА "Маринер-2", прошедшим 14 декабря 1962 г. на расстоянии, не превышавшем  $\sim 41\,000$  км от центра планеты. Никаких возмущений, которые могли быть приписаны близости планеты, не было зарегистрировано [26, 62]. Поиски заряженных частиц, захваченных магнитным полем Венеры, и данные установленного на КА "Маринер-2" магнитометра не дали никаких указаний на то, что Венера обладает магнитным полем: был сделан вывод, что верхний предел ее магнитного дипольного момента составляет примерно  $1/10 - 1/20$  от его значения для Земли.

В октябре 1967 г. "Венера-4" [21, 22, 33] и "Маринер-5" [10] провели измерения магнитного поля и плазмы. Когда "Венера-4" находилась на расстоянии 200 км от поверхности Венеры, был зарегистрирован магнитный момент, составивший  $< 10^{-4}$  от магнитного момента Земли, что эквивалентно напряженности поля на поверхности планеты в районе экватора  $< 4\gamma$ . Такое низкое значение недостаточное, чтобы отклонить поток частиц солнечного ветра, как это делает магнитное поле Земли.

19 октября 1967 г. КА "Маринер-5" прошел на расстоянии 10 150 км от центра Венеры; были зарегистрированы резкие изменения магнитного поля и характеристик плазмы. Данные магнитометра и плазменного датчика совместно представили ясное доказательство существования вокруг Венеры ударного фронта, подобного земному, но гораздо более слабого. Оказывается, что в противоположность случаю с Луной солнечный ветер обтекает Венеру, не сталкиваясь с ней; он отклоняется плотной ионосферой на освещенной Солнцем стороне Венеры. Высокая электропроводность Венеры предотвращает проникновение идущего извне магнитного поля; при увеличении напряженности поля изменяется плазменный поток. Эта интерпретация получила сильную поддержку в результате наблюдений Станфордской группы по программе "Маринер" [44], показавшей, что верхняя граница дневной ионосферы является очень резкой и под действием солнечного ветра приближается к поверхности планеты

на расстояние почти до 500 км. В случае Луны ионы плазмы поглощаются лунной поверхностью и ударной волны не образуется [42]: Луна является достаточно хорошим изолятором, что позволяет межпланетному магнитному полю проходить сквозь нее, почти не изменяясь [16, 47]. Хотя возникающая вокруг Венеры ударная волна похожа на ударную волну, возникающую вокруг Земли (кроме самой величины скачка уплотнения), условия внутри планет совершенно различны: в случае Венеры солнечный ветер отклоняется ионосферой, в случае Земли — магнитным полем.

Описанные выше наблюдения также определяют верхнюю границу магнитного дипольного момента Венеры: он не превосходит 0,001 ( $\pm 0,001$ ) магнитного момента Земли. Ввиду отсутствия во время пролета мимо Венеры КА "Маринер-5" энергичных электронов ( $> 45$  кэВ) и протонов ( $> 320$  кэВ) Ван Аллен и др. [75] сделали вывод, что дипольный момент Венеры почти наверняка меньше 0,01, а вероятно, и меньше 0,001 дипольного момента Земли. Следующими космическими аппаратами, с борта которых исследовалось плазменное окружение Венеры, были "Венера-6", упавшая на планету в мае 1969 г. [34], и "Маринер-10" [48], который прошел в пределах 11 900 км от центра Венеры 5 февраля 1974 г. Поскольку траектория "Маринера-10" проходила сравнительно далеко от планеты, по данным установленной на нем системы двух магнитометров не удалось снизить верхний предел магнитного момента Венеры ( $10^{-4}$  магнитного момента Земли), который был определен АМС "Венера-5".

Из-за того, что Венера обладает плотным облачным покровом, до радиолокационных измерений в 1962 г. [13, 31] было невозможно надежно оценить скорость ее вращения. Выполненные измерения привели к удивительному результату. Оказалось, что скорость вращения Венеры мала (период  $\sim 250$  сут) и имеет обратное направление. Более позднее определение дало с точностью в один-два дня период вращения 243,15 сут. При таком периоде в каждом нижнем соединении Венера будет повернута к Земле одной и той же стороной; наблюдателю на Земле будет казаться, что Венера совершает ровно 4 оборота вокруг своей оси за время, проходящее между двумя противостояниями. Таким образом, вращение Венеры может контролироваться Землей. Последнее и наиболее точное определение Карпентером [14] периода вращения (242,98 сут) при помощи радиолокационного прослеживания деталей поверхности и измерений доплеровского уширения отраженного сигнала значительно отличается от значения периода для синхронизированного с Землей вращения, и теперь неясно, находится ли вращение Венеры в синодическом резонансе или нет.

Голдрайх и Пил [30] исследовали динамические следствия аномального наклона оси вращения Венеры\*. Они нашли, что под действием гравитационных приливов, созданных Солнцем, наклон оси планеты уменьшается до значения  $< 90^\circ$ ; этот результат справедлив независимо от того, находится вращение Венеры в синодическом резонансе с Землей или нет. Эти авторы рассмотрели два механизма, которые могут стабилизировать угол наклона оси вблизи  $180^\circ$ : моменты сил со стороны атмосферы, вызванные термическими приливами, и диссипацию энергии за счет трения на границе между жесткой мантией и вращающимся с другой угловой скоростью жидким ядром. Модель моментов сил со стороны атмосферы является чисто гипотетической, так как о свойствах атмосферы Венеры известно мало, и поэтому Голдрайх и Пил обращаются ко второй возможности. Взаимодействие мантии и ядра, возникающее вследствие прецессии, должно уменьшать составляющую момента количества движения в орбитальной плоскости. Голдрайх и Пил показали, что такой механизм способен довести наклон оси до  $180^\circ$  от значений, превышающих  $90^\circ$ , в широком диапазоне приемлемых значений вязкости ядра и угловой скорости вращения планеты. Ранее эти авторы [29] привлекли идею взаимодействия между жесткой мантией и жидким ядром, чтобы объяснить возникновение синодического резонанса при вращении Венеры и Земли. Таким образом, удивительные и вместе с тем неожиданные особенности вращения Венеры: возможность синодического резонанса с вращением Земли и наклон оси, близкий к  $180^\circ$ , — могут получить объяснение, если она имеет жидкое ядро, подобно ядру Земли.

Поскольку Венера имеет такие же размеры и среднюю плотность, как Земля, она, вероятно, обладает металлическим ядром, температуры внутри которого близки к температурам в земном ядре. В этом случае очень малое (возможно, нулевое) значение собственного магнитного момента Венеры может быть вызвано ее очень малой скоростью вращения, следствием чего является слабость электромагнитных сил динамо. Согласно гипотезе  $Fe_2O$  Буллена (см. разд. 5.4), толщина внешнего ядра Венеры составляет лишь  $\sim 600$  км [11]; как

\*Наклон оси планеты определяется углом между осевым и орбитальным моментами количества движения планеты. Уран и Венера являются аномальными среди остальных тел Солнечной системы, поскольку их осевые моменты количества движения имеют составляющие, антипараллельные орбитальным моментам. Наклон оси Урана равен  $97^\circ$ , а Венеры близок к  $180^\circ$ .

предположил Буллен, учет сжимаемости может еще уменьшить эту оценку — возможно, поэтому не удалось обнаружить хоть сколько-нибудь значительное магнитное поле. Льюис [41] пришел к выводу, что Венера имеет массивное ядро из железо-никелевого сплава, окруженное мантией из магниевых силикатов с  $Fe^{2+}$ . Его выводы основаны на предположении, что средний состав конденсатов в солнечной туманности определяется химическим равновесием между конденсатами и газами в системе, имеющей солнечный состав.

## 6.5. Меркурий

Детали поверхности Меркурия очень трудно наблюдать в телескоп или сфотографировать из-за его малых размеров, близости к Солнцу и низкой отражательной способности. Тем не менее с 1880 г. большинство астрономов считали, что Меркурий медленно вращается вокруг своей оси с периодом 88 сут, равным периоду его обращения по орбите. Так было до тех пор, пока в 1965 г. [51] измерения доплеровского смещения частоты отраженного от поверхности радиосигнала не показали, что период вращения равен  $59 \pm 3$  сут. После этих радиолокационных наблюдений несколько групп исследователей независимо пересмотрели визуальные определения периода вращения и пришли к выводу, что оптические данные согласуются с периодом 59 сут; по существу, наиболее точный период осевого вращения Меркурия (58,66 сут) был определен из визуальных наблюдений [15, 61]. Колombo [18] первым заметил, что наблюдаемый сидерический период вращения  $T_s$  составляет примерно  $2/3$  орбитального периода  $T_0 = 88$  сут, и предположил, что осевое вращение могло быть приведено в состояние " $3/2$ -резонанса" с орбитальным движением дополнительным моментом сил со стороны Солнца, действующим на асимметричный эллипсоид инерции Меркурия. Колombo и Шапиро [19] исследовали двумерную модель взаимодействия Солнца с Меркурием и показали, что резонансы наступают, когда планета совершает целое число полуоборотов вокруг своей оси за время одного полного оборота вокруг Солнца, т.е. когда

$$T_s = 2T_0/k \quad (k - \text{целое число}). \quad (6.1)$$

Таким образом, момент сил со стороны Солнца, действующих на постоянную асимметрию эллипсоида инерции, может вызвать захват Меркурия в состояние резонансного вращения с  $k = 3$  (см. также [28]).

Внутреннее строение Меркурия изучено слабо. Астрономические данные, такие, как масса и средний диаметр, накладывают определенные ограничения на модели недр планеты. Недавно эти параметры были определены в результате радиолокационных наблюдений с гораздо большей точностью, чем можно достичь обычными оптическими методами. Средняя плотность Меркурия оказалась примерно такой же, как и Земли, и задача состоит в том, чтобы объяснить этот факт для маленькой планеты, масса которой промежуточна по величине между массами Марса и Луны. Если состав Меркурия хоть чем-то подобен составу других планет земной группы, то он должен иметь большое железное ядро, окруженное тонкой мантией. По оценке Плейджмена [52], радиус ядра составляет примерно 0,86 радиуса планеты. Он также оценил распределение температуры в недрах планеты и пришел к выводу, что ни ядро, ни мантия не расплавлены. Из этого и из малой скорости вращения, по-видимому, следует вывод об отсутствии магнитного поля, вызванного механизмом динамо. Однако расчеты Плейджмена показывают, что в недрах Меркурия существует непрерывный поток тепла через границу мантия-ядро, которую можно рассматривать как естественный полупроводящий контакт. Тогда благодаря эффекту Зеебека может возникать разность потенциалов. Если имеется замкнутая цепь, то может установиться слабое магнитное поле. Рассматривая вопросы химии Солнечной системы, Льюис [41] исходил из последовательных конденсаций в охлаждающейся солнечной туманности и пришел к выводу, что Меркурий имеет массивное ядро из железо-никелевого сплава, окруженное мантией из магнелиевых силикатов с  $Fe^{2+}$ . Таким образом, высокая плотность Меркурия приписывается тому, что аккумуляция происходила при столь высоких температурах, при которых  $MgSiO_3$  сохранился лишь частично, но металлическое железо сконденсировалось.

Зигфрид и Соломон [60] недавно выполнили ряд расчетов по термической эволюции Меркурия, используя общие физические свойства планеты и космохимическую модель Льюиса [41]. Их расчеты основаны на уравнении теплопроводности. Они использовали метод конечных разностей, описанных Токсозом и др. [71], в котором принимаются во внимание плавление, дифференциация и конвекция. Когда в соответствующем узле сетки достигнута температура плавления  $Fe$  и вырабатывается дополнительное количество тепла, соответствующее теплоте плавления железа, вещество в этом узле можно считать расплавленным. В пределах расплавленной области

предполагается полное разделение силиката и металла. В этой области нижним узлам сетки приписываются физические параметры, соответствующие железу, а верхним узлам сетки — значения, соответствующие силикату. Предполагается, что все радиоактивные источники тепла входят в силикатную часть, поскольку U и Th могут довольно легко накапливаться в силикатах. В расплавленном силикатном слое конвекция поддерживается за счет удержания температуры на кривой плавления и перемещения вверх избытка тепла. Конвекция в твердом теле не учитывается, хотя в настоящее время она может быть основным процессом теплообмена в большей части мантии Земли. Зигфрид и Соломон доказывают, что благодаря высокой теплопроводности металлической фракции вещества Меркурия маловероятно, чтобы твердотельная конвекция отдаляла во времени или предотвращала дифференциацию первоначально однородной планеты; ее главным эффектом, как и в случае Луны, вероятно, было бы понижение температур в мантии на несколько сотен градусов в течение некоторого времени после дифференциации и вплоть до настоящего времени.

Расчеты Зигфрида и Соломона показывают, что если температура на некоторой глубине достигает точки плавления, то полная дифференциация может происходить приблизительно за 500 млн. лет. Это быстрое отделение металлического ядра сопровождается расплавлением обширных областей в силикатной мантии и должно вызывать поверхностный вулканизм. Для всех моделей, учитывающих дифференциацию, современные температурные кривые очень похожи. Они дают увеличение от температуры на поверхности до кривой плавления в верхних 300 км, конвекцию в расплавленной мантии и медленно остывающее ядро, в котором температура растет с глубиной, проходя или вдоль кривой плавления, или ниже нее в зависимости от того, сколько времени прошло с момента дифференциации. Рис. 6.6 и 6.7 иллюстрируют термическую историю Меркурия в случае моделей с дифференциацией или без нее.

Из расчетов Льюиса [41] следует, что тяжелые элементы полностью сконденсируются при температуре, которая ожидается возле орбиты Меркурия, так что отношения U/Fe и Th/Fe в Меркурии должны отражать распространенность этих элементов в космосе. Такая высокая концентрация радиоактивных источников тепла означает дифференциацию планеты на мантию и ядро практически при любом возможном начальном профиле температуры. Раз в планете произошла дифференциация, процессы в ней быстро становятся

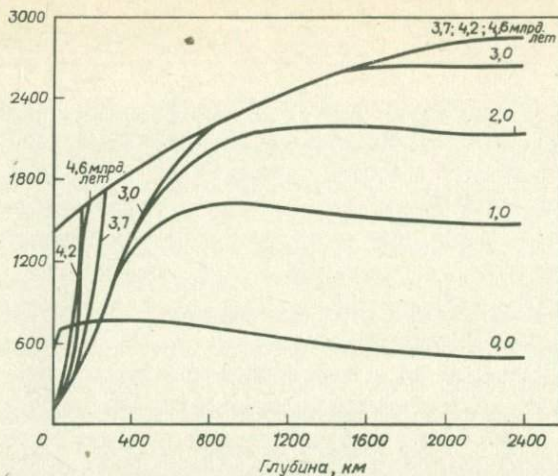


Рис. 6.6. Модель термической эволюции Меркурия в случае, когда происходит дифференциация ядра из мантии [60]. Начальная температурная кривая согласуется со скоростью аккумуляции по Хэнксу и Д.Л. Андерсону [36]; полное время аккумуляции  $\sim 10^5$  лет, а температура аккумуляции 750 К. В настоящее время средняя распространенность U составляет  $0,44 \times 10^{-7}$  г/г. Теплопроводность металлосиликатной смеси до дифференциации является средним арифметическим из пределов Хашина—Штрикмана [37]. Принятая кривая солидуса изображена в верхней части рисунка. На температурных кривых указано время (в млрд. лет) с момента образования планеты.

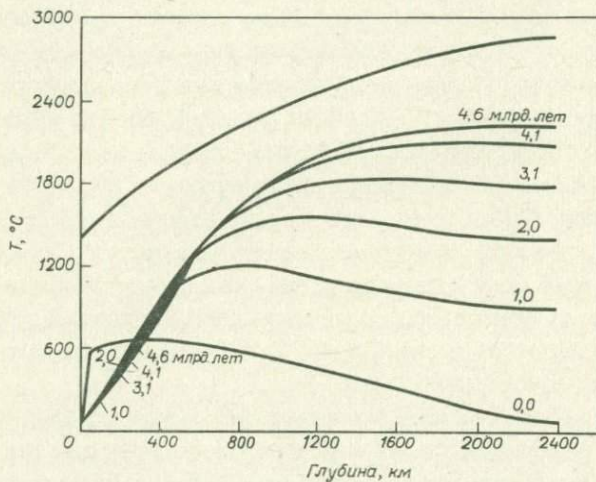


Рис. 6.7. Модель термической эволюции Меркурия [60]. Начальная температурная кривая согласуется со скоростью аккумуляции по Хэнксу и Д.Л. Андерсону [36]; полное время аккумуляции  $10^5$  лет, а температура аккумуляции 350 К. В настоящее время средняя распространенность U составляет  $0,304 \cdot 10^{-7}$  г/г. Теплопроводность в железо-силикатной смеси соответствует верхнему пределу Хашина—Штрикмана [37]. Салидус и температурные кривые, на которых указан возраст с момента образования планеты, — такие же, как на рис. 6.6. В этой модели дифференциации не происходит.

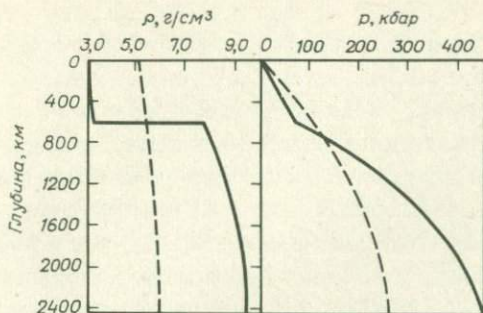


Рис. 6.8. Кривые изменения с глубиной давления и плотности для двух моделей внутреннего строения Меркурия [60]. Сплошные кривые соответствуют полностью дифференцированной модели, термическая история которой изображена на рис. 6.6; штриховые кривые — более холодной недифференцированной модели, термическая эволюция которой изображена на рис. 6.7 [59].

практически стационарными; радиоактивный разогрев поддерживает конвекцию в обширной области частично расплавленной мантии, а железное ядро медленно остывает. Поскольку дифференциация произошла, современное тепловое состояние не очень сильно зависит от начальных условий.

На рис. 6.8 показаны распределения плотности и давления, полученные Зигфридом и Соломоном для модели с полной дифференциацией, где используется термическая эволюция из рис. 6.6, и для более холодной модели без дифференциации, где используется термическая эволюция из рис. 6.7.

Сведения об окружающем Меркурий магнитном поле были получены двумя трехкомпонентными феррозондовыми магнитометрами, установленными на КА "Маринер-10", который пролетел вблизи планеты 29 марта 1974 г. [49]. При этом наблюдалась очень хорошо развитая обособленная ударная волна. Кроме того, при наибольшем сближении (704 км над поверхностью планеты) удалось наблюдать подобную магнитосфере область с максимальной напряженностью поля 98  $\gamma$ ; границы этой области напоминали земную магнитопаузу. Полученная максимальная напряженность в 5 раз превышает среднюю напряженность магнитного поля в межпланетном пространстве (18  $\gamma$ ), измеренную вне ударного фронта.

Источник усиления магнитного поля невозможно определить однозначно. Это может быть собственное магнитное поле планеты, возмущенное в результате взаимодействия с солнечным ветром. Усиле-

ние может быть связано и со сложным индукционным процессом, при котором недра планеты, атмосфера и ионосфера взаимодействуют с солнечным ветром и в результате действия механизма динамо генерируется наблюдаемое магнитное поле. Несс и его соавторы полагают, что экспериментальные данные скорее всего свидетельствуют в пользу того, что Меркурий обладает собственным магнитным полем; они рассчитали координаты полюсов для простой модели смещенного наклонного диполя. Этот диполь ориентирован под углом не более  $20^\circ$  к полюсу эклиптики, т.е. он почти параллелен оси вращения планеты. Диполь смещен на  $0,47 R_m$ ; считая, что размер ядра Меркурия очень велик (из-за его высокой средней плотности), такое большое смещение не является невероятным. Наличие у планеты собственного магнитного поля может быть вызвано существующим в настоящее время динамо в недрах планеты или остаточным магнитным полем, связанным с "потухшим" теперь динамо. Таким образом, возможно, что в более ранний период своей истории Меркурий вращался быстрее. Несс с соавторами подчеркивает предварительный характер своих выводов и указывает, что при интерпретации данных, полученных в одном-единственном космическом полете, временные вариации структуры магнитосферы Меркурия могут проявляться в виде пространственных вариаций магнитного поля.

#### *Литература*

1. **Anderson D.L.**, Phase changes in the upper mantle, *Science*, **157**, 1165, 1967.
2. **Anderson D.L.**, Internal constitution of Mars, *J. Geophys. Res.*, **77**, 789, 1972.
3. **Anderson D.L.**, **Kovach R.L.**, The composition of the terrestrial planets, *Earth Planet. Sci. Letters*, **3**, 19, 1967.
4. **Behannon K.W.**, Intrinsic magnetic properties of the lunar body, *J. Geophys. Res.*, **73**, 7257, 1968.
5. **Binder A.B.**, Mariner IV: Analysis of preliminary photographs, *Science*, **152**, 1053, 1966.
6. **Binder A.B.**, Internal structure of Mars, *J. Geophys. Res.*, **74**, 3110, 1969.
7. **Binder A.B.**, **Davis D.R.**, Internal structure of Mars, *Phys. Earth Planet. Int.*, **7**, 477, 1973.
8. **Brett R.**, A lunar core of Fe-Ni-S, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **37**, 165, 1973.

9. **Brett R., Bell P.M.**, Melting relations in the Fe-rich portion of the system Fe-FeS at 30 kb pressure, *Earth Planet. Sci. Letters*, **6**, 479, 1969.
10. **Bridge H.S., Lazarus A.J., Snyder C.W., Smith E.J., Davis L., Jr., Coleman P.J., Jr., Jones D.E.**, Mariner 5, Plasma and magnetic fields observed near Venus, *Science*, **158**, 1669, 1967.
11. **Bullen K.E.**, On planetary cores, *The Moon*, **7**, 384, 1973.
12. **Cain D.L., Kliore A.J., Seidel B.L., Sykes M.L.**, The shape of Mars from Mariner 9 occultations, *Icarus*, **17**, 517, 1972.
13. **Carpenter R.L.**, Study of Venus by CW radar, *Astron. J.*, **69**, 2, 1964.
14. **Carpenter R.L.**, A radar determination of the rotation of Venus, *Astron. J.*, **75**, 61, 1970.
15. **Chapman C.R.**, Optical evidence on the rotation of Mercury, *Earth Planet. Sci. Letters*, **3**, 351, 1968.
16. **Colburn D.S., Currie R.G., Michalov J.D., Sonett C.P.**, Diamagnetic solar wind cavity discovered behind the moon, *Science*, **158**, 1040, 1967.
17. **Coleman P.J., Lichtenstein B.R., Russell C.T., Sharp L.R., Schubert G.**, Magnetic fields near the moon, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **36**, Suppl. 3, 2271, 1972.
18. **Colombo G.**, Rotational period of the planet Mercury, *Nature*, **208**, 575, 1965.
19. **Colombo G., Shapiro I.**, The rotation of the planet Mercury, *Astrophys. J.*, **145**, 296, 1966.
20. **Долгинов Ш.Ш., Ерошенко Е.Г., Жузгов Л.Н., Пашков Н.В.**, *ДАН СССР*, **170**, 574, 1966.
21. **Долгинов Ш.Ш., Ерошенко Е.Г., Жузгов Л.Н.**, *Космич. исслед.*, **6**, 651, 1968.
22. **Долгинов Ш.Ш., Ерошенко Е.Г., Дэвис Л.**, *Космич. исслед.*, **7**, 747, 1969.
23. **Долгинов Ш.Ш., Ерошенко Е.Г., Жузгов Л.Н.**, *ДАН СССР*, **207**, 1296, 1972.
24. **Долгинов Ш.Ш., Ерошенко Е.Г., Жузгов Л.Н.**, Magnetic field in the very close neighbourhood of Mars according to data from the Mars 2 and Mars 3 space craft, *J. Geophys. Res.*, **78**, 4779, 1973.
25. **Fjeldbo G., Fjeldbo W.C., von Eshleman R.**, Atmosphere of Mars: Mariner IV models compared, *Science*, **153**, 1518, 1966.

26. **Frank L.A., van Allen J.A., Hills H.K.**, Mariner 2: preliminary report on measurements of Venus-Charged particles, *Science*, **139**, 905, 1963.
27. **Fuller M.**, Lunar magnetism, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **12**, 23, 1974.
28. **Goldreich P., Peale S.J.**, Resonant spin states in the solar system, *Nature*, **209**, 1078, 1966.
29. **Goldreich P., Peale S.J.**, Spin-orbit coupling in the solar system, II: The resonant rotation of Venus, *Astron. J.*, **72**, 662, 1967.
30. **Goldreich P., Peale S.J.**, The obliquity of Venus, *Astron. J.*, **75**, 273, 1970.
31. **Goldstein R.M.**, Venus characteristics by Earth-based radar, *Astron. J.*, **69**, 12, 1964.
32. **Gose W.A., Peace G.W., Strangway D.W., Larsen E.E.**, On the applicability of lunar breccias for paleo-magnetic interpretation, *The Moon*, **5**, 106, 1972.
33. **Грингауз К.И., Бузруких В.В., Мусатов Л.С., Бреус Т.К.**, *Космич. исслед.*, **6**, 411, 1968.
34. **Грингауз К.И., Безруких В.В., Волков Г.И., Мусатов Л.С., Бреус Т.К.**, *Космич. исслед.*, **8**, 431, 1970.
35. **Hall H.T., Murthy V.R.**, The early chemical history of the Earth: some critical elemental fractionations, *Earth Planet. Sci. Letters*, **11**, 239, 1971.
36. **Hanks T.C., Anderson D.L.**, The early thermal history of the Earth, *Phys. Earth Planet. Int.*, **2**, 19, 1969.
37. **Hashin Z., Shtrikman S.**, A variational approach to the theory of the elastic behaviour of multiphase materials, *J. Mech. Phys. Solids*, **11**, 127, 1963.
38. **Johnston D.H., McGetchin T.R., Toksöz M.N.**, The thermal state and internal structure of Mars, *J. Geophys. Res.*, **79**, 3959, 1974.
39. **Levy E.H.**, Magnetic dynamo in the moon: a comparison with the Earth, *Science*, **178**, 52, 1972.
40. **Lewis J.S.**, Consequences of the presence of sulphur in the core of the Earth, *Earth Planet. Sci. Letters*, **11**, 130 (1971).
41. **Lewis J.S.**, Metal/silicate fractionation in the solar system, *Earth Planet. Sci. Letters*, **15**, 286, 1972.
42. **Lyon E.F., Bridge H.S., Binsack J.H.**, Explorer 35 plasma measurements in the vicinity of the moon, *J. Geophys. Res.*, **72**, 6113, 1967.
43. **MacDonald G.J.F.**, On the internal constitution of the inner planets, *J. Geophys. Res.*, **67**, 2945, 1962.

44. **Mariner Stanford Group**, Venus: ionosphere and atmosphere as measured by dual frequency radio occultation of Mariner 5, *Science*, **158**, 1678, 1967.
45. **McConnele R.K., Jr., Gast P.W.**, Lunar thermal history revisited, *The Moon*, **5**, 41, 1972.
46. **Nakamura Y., Lammlein D., Latham G., Ewing M., Dorman J., Press F., Toksöz N.**, New seismic data on the state of the deep lunar interior, *Science*, **181**, 49, 1973.
47. **Ness N.F., Behannon K.W., Searce C.S., Cantarano S.C.**, Early results from the magnetic field experiment on Lunar Explorer 35, *J. Geophys. Res.*, **72**, 5769, 1967.
48. **Ness N.F., Behannon K.W., Lepping R.P., Whang Y.C., Schatten K.H.**, Magnetic field observations near Venus: preliminary results from Mariner 10, *Science*, **183**, 1301, 1974.
49. **Ness N.F., Behannon K.W., Lepping R.P., Whang Y.C., Schatten K.H.**, Magnetic field observations near Mercury: preliminary results from Mariner 10, *Science*, **185**, 151, 1974.
50. **O'Gallagher J.J., Simpson J.A.**, Search for trapped electrons and a magnetic moment at Mars by Mariner IV, *Science*, **149**, 1233, 1965.
51. **Pettengill G.H., Dyce R.B.**, A radar determination of the rotation of the planet Mercury, *Nature*, **206**, 1240, 1965.
52. **Plagemann S.**, A model of the internal constitution and temperature of the planet Mercury, *J. Geophys. Res.*, **70**, 985, 1965.
53. **Ringwood A.E.**, On the chemical evolution and densities of the planets, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **15**, 257, 1959.
54. **Ringwood A.E.**, Chemical evolution of the terrestrial planets, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **30**, 41, 1966.
55. **Ringwood A.E., Essene E.**, Petrogenesis of Apollo II basalts, internal constitution, and origin of the moon, *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 1, 769, 1970.
56. **Ringwood A.E., Clark S.P.**, Internal constitution of Mars, *Nature*, **234**, 89, 1971.
57. **Runcorn S.K.**, Implications of the magnetism and figure of the moon, *Lunar Science*, III, 666, *Lunar Sci. Inst. Contr. No. 88*, 1972.
58. **Runcorn S.K., Collinson D.W., O'Reilley W., Battey M.H., Stephenson A., Jones J.M., Manson A.J., Readman P.W.**, Magnetic properties of Apollo II Lunar samples, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **34**, 2369, 1970.
59. **Runcorn S.K., Collinson D.W., O'Reilley W., Stephenson A., Battey M.H., Manson A.J., Readman P.W.**, Magnetic properties of Apollo 12 lunar samples, *Proc. Roy. Soc.*, **A325**, 1571, 1971.

60. Siegfried R.W., II, Solomon S.C., Mercury: internal structure and thermal evolution, *Icarus*, **23**, 192, 1974.
61. Smith B.A., Rees E.J., Mercury's rotation period – photographic confirmation, *Science*, **162**, 1275, 1968.
62. Smith E.J., Davies L., Jr., Coleman P.J., Jr., Sonett C.P., Mariner 2: preliminary report on measurements of Venus: magnetic field, *Science*, **139**, 909, 1963.
63. Smith E.J., Davies L., Jr., Coleman P.J., Jr., Jones D.E., Magnetic field measurements near Mars, *Science*, **149**, 1241, 1965.
64. Smith E.J., Davies L., Jr., Coleman P.J., Jr., Sonett C.P., Magnetic measurements near Venus, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1571, 1965.
65. Solomon S.C., Toksöz M.N., Internal constitution and evolution of the moon, *Phys. Earth Planet. Int.*, **7**, 15, 1973.
66. Sonett C.P., Colburn D.S., Currie R.G., The intrinsic magnetic field of the moon, *J. Geophys. Res.*, **72**, 5503, 1967.
67. Sonett C.P., Schubert G., Smith R.K., Schwartz K., Colburn D.S., Lunar electrical conductivity from Apollo 12 magnetic measurements: compositional and thermal inferences, *Geochim. Acta*, **35**, Suppl. 2, 2415, 1971.
68. Sterrett K.F., Klement W., Kennedy G.C., Effect of pressure on the melting of iron, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1979, 1965.
69. Strangway D.W., Pearce G.W., Gose W.A., Timme R.W., Remanent magnetization of lunar samples, *Earth Planet. Sci. Letters*, **13**, 43, 1971.
70. Strangway D.W., Sharpe H.A., Lunar magnetism and an early cold moon, *Nature*, **249**, 227, 1974.
71. Toksöz M.N., Solomon S.C., Minear J.W., Johnston D.H., Thermal evolution of the moon, *The Moon*, **4**, 190, 1972.
72. Tozer D.C., The Moon's thermal state and an interpretation of the lunar electrical conductivity distribution, *The Moon*, **5**, 90, 1972.
73. Usselman T.M., The Fe – FeS system at high pressures and the chemical zonation of the core, *Int. Conf. Core – Mantle Interface*, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **53**, 603, 1972.
74. Van Allen J.A., Franc L.A., Krimigis S.M., Hills H.K., Absence of Martian radiation belts and implications thereof, *Science*, **149**, 1228, 1965.
75. Van Allen J.A., Krimigis S.M., Frank L.A., Armstrong T.M., Venus: an upper limit on intrinsic magnetic dipole moment based on absence of a radiation belt, *Science*, **158**, 1673, 1967.
76. Wasserburg G.J., MacDonald G.J.F., Hoyle F., Fowler W.A., Relative contribution of uranium, thorium and potassium to heat production in the Earth, *Science*, **143**, 465, 1964.

76. **Wasserburg G.J., MacDonald G.J.F., Hoyle F., Fowler W.A.**, Relative contribution of uranium, thorium and potassium to heat production in the Earth, *Science*, **143**, 465, 1964.
77. **Wood J.A.**, Thermal history and early magnetism in the moon, *Icaurs*, **16**, 229, 1972.
78. **Young R.E., Schubert G.**, Temperatures inside Mars: is the core liquid of solid\*, *Geophys. Res. Letters*, **1**, 157, 1974.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

## ТОРОИДАЛЬНОЕ И ПОЛОИДАЛЬНОЕ ВЕКТОРНЫЕ ПОЛЯ

Векторы поля  $\mathbf{T}$  и  $\mathbf{P}$  являются соответственно тороидальным и полоидальным, если их можно записать в виде

$$\mathbf{T} = \text{rot} \frac{\Psi}{r} \mathbf{r} = [\text{grad} \frac{\Psi}{r} \cdot \mathbf{r}], \quad (1)$$

$$\mathbf{P} = \text{rot} \text{rot} \frac{\Phi}{r} \mathbf{r} = [\text{rot} \text{grad} \frac{\Phi}{r} \cdot \mathbf{r}], \quad (3)$$

где  $\Psi$  и  $\Phi$  – произвольные скалярные функции координат. Ясно, что обе функции  $\mathbf{T}$  и  $\mathbf{P}$  являются соленоидальными, а любой соленоидальный вектор  $\mathbf{Q}$  можно представить в виде суммы тороидального и полоидального векторов. В сферических координатах компоненты  $\mathbf{T}$  и  $\mathbf{P}$  равны

$$T_r = 0, \quad T_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi}, \quad T_\varphi = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}, \quad (3)$$

$$P_r = \frac{1}{r^2} L^2 \Phi, \quad P_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial \theta},$$

$$P_\varphi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial \varphi}, \quad (4)$$

где  $L^2$  обозначает оператор:

$$L^2 = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (5)$$

В случае симметрии относительно оси вращения  $T_r = T_\theta = 0$  и  $P_\varphi = 0$ . Если эти векторы характеризуют магнитные поля, то силовые линии тороидального поля являются окружностями, описанными вокруг оси, тогда как силовые линии полоидального поля лежат в меридиональных плоскостях. Имеется ряд свойств ортогональности полей  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{T}$  при интегрировании по сфере радиуса  $r$  (например, см. [1]). В частности, любое полоидальное поле ортогонально любому тороидальному полю. В геофизических задачах производящие функции  $\Psi$  и  $\Phi$  обычно выражают через сферические функции  $Y_n^m(\theta, \varphi) = P_n^m(\cos \theta) \times e^{im\varphi}$ , где  $P_n^m(\cos \theta)$  – присоединенные функции Лежандра. Таким

образом, можно записать

$$\begin{aligned}\Psi_n^{ms} &= R(r)P_n^m(\cos\theta)\sin m\varphi, \\ \Psi_n^{mc} &= R(r)P_n^m(\cos\theta)\cos m\varphi,\end{aligned}\tag{6}$$

где  $R(r)$  является функцией только  $r$ .

#### *Литература*

1. Chandrasekhar S., Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Clarendon Press, Oxford, 1961.

*Дополнительная литература\**

1. **Авсюк Ю.Н.**, О движении внутреннего ядра Земли, ДАН СССР, 212, № 5, 1973.
2. **Ануфриев А.П., Брагинский С.И.**, О влиянии неровностей границы ядро – мантия на гидродинамику земного ядра, Геомагнетизм и аэрономия, № 4, 1977.
3. **Артюшков Е.В.**, Дифференциация вещества Земли и связанные с ней явления, Изв. АН СССР, Физика Земли, № 10, 1970.
4. **Винник Л.П.**, Исследования мантии Земли сейсмическими методами, изд-во "Наука", Т., 1976.
5. **Витязев А.В., Маева С.В.**, Модель ранней эволюции Земли, Изв. АН СССР, Физика Земли, № 2, 1976.
6. **Витязев А.В., Люстих Е.Н., Николайчик В.В.**, Проблема образования ядра и мантии Земли, Изв. АН СССР, Физика Земли, 1977, № 8.
7. **Головков В.П.**, Динамика геомагнитного поля и геофизические эффекты, Геомагнитные исследования, № 17, изд-во "Наука", М., 1976.
8. **Дубровский В.А., Раньков В.Л.**, О составе земного ядра, Изв. АН СССР, Физика Земли, № 7, 1972.
9. **Жарков В.Н.**, Физика ядра Земли, Труды Института физики Земли, № 20, (187), 1962.
10. **Жарков В.Н., Калинин В.А.**, Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах, изд-во "Наука", М., 1968.
11. **Калинин В.А., Сергеева Н.А.**, Пределы распределения плотности во внешнем ядре Земли, Изв. АН СССР, Физика Земли, № 8, 1975.
12. **Калинин В.А., Сергеева Н.А.**, Вариации внутреннего строения Земли, обусловленные ее эволюцией, Изв. АН СССР, Физика Земли, № 5, 1977.
13. **Кусков О.Л., Хитаров Н.И.**, О химическом составе ядер планет земной группы и Луны, в сб. "Космохимия Луны и планет", изд-во "Наука", М., 1975.
14. **Петрова Г.Н.**, Вековые вариации и граница ядро – оболочка, Геомагнитные исследования, № 17, изд-во "Наука", М., 1976.
15. **Петрова Г.Н.**, Геомагнитные данные о ядре Земли, Изв. АН СССР, Физика Земли, № 11, 1977.
16. **Сорохтин О.Г.**, Возможные физико-химические процессы образования ядра Земли, ДАН СССР, 198, № 6, 1971.

\* Добавлена редактором перевода

## Именной указатель

- Абе** (Abe) 39  
**Абдель-Гавад** (Abdel-Gawad) 97  
**Адамс** (Adams L.H.) 36  
**Адамс** (Adams R.D.) 19, 21  
**Айзенберг** (Eisenberg) 19  
**Аккад** (Accad) 32, 33  
**Альвен** (Alfvén) 76  
**Андерсон Д.Л.** (Anderson D.L.)  
17, 28, 55, 57, 86, 87, 93, 105,  
238, 268, 274, 276, 277, 286  
**Андерссен** (Anderssen) 43  
**Аренс** (Ahrens) 236  
**Аррениус** (Arrhenius) 76, 78
- Балакина Л.М.** 17  
**Баранова Т.Н.** 213  
**Барбетти** (Barbetti) 184  
**Белл** (Bell) 249, 268  
**Берзон И.С.** 40  
**Бертран** (Bertrand) 26  
**Берч** (Birch) 37, 38, 54, 88, 107,  
123, 233 — 235, 240, 252  
**Бибринг** (Bibring) 78  
**Биндер** (Binder) 274, 275, 277, 278  
**Бихэннон** (Behannon) 264  
**Блендер** (Blander) 97  
**Боул** (Ball) 206  
**Болт** (Bolt) 20, 21, 43, 52 — 54, 140,  
238, 240, 241, 254, 255  
**Боски** (Boschi) 125 — 128  
**Бот** (Báth) 22  
**Бочев** (Bochev) 188  
**Брагинский С.И.** 153, 171, 196,  
198, 199  
**Бретт** (Brett) 104, 249, 268, 269  
**Бриджмен** (Bridgman) 198, 229  
**Брюн** (Brune) 58  
**Брюнес** (Brunhes) 174  
**Букер** (Booker) 193  
**Буллард** (Bullard) 61, 119, 161, 170,  
171, 191, 193, 198, 200  
**Буллен** (Bullen) 13, 14, 37, 38, 41,  
235 — 242, 244, 254, 283  
**Буолос** (Buolos) 248  
**Бург** (Burg) 153  
**Бусе** (Busse) 62, 133, 164, 197, 201, 211  
**Бухбиндер** (Buchbinder) 18, 40  
**Бэкус** (Backus) 31, 45, 162, 164, 192, 193
- Вайдия** (Vaidya) 120  
**Валле** (Valle) 130  
**Ван Аллен** (Van Allen) 281  
**Ванг** (Wang) 39, 140  
**Введенская А.В.** 17  
**Веддер** (Vedder) 77, 78  
**Везерилл** (Wetherill) 94  
**Венинг-Мейнес** (Vening Meinesz) 90  
**Вестин** (Vestine) 206  
**Виггинс** (Wiggins) 41, 48, 49  
**Вильсон** (Wilson J.T.) 106  
**Вильямсон** (Williamson) 36  
**Винсенц** (Vincenz) 186, 187  
**Вон** (Won) 61, 62, 201  
**Вунш** (Wunsch) 34, 35
- Гаилитис** (Gailitis) 164  
**Ганс** (Gans) 59, 60, 62  
**Гардинер** (Gardiner) 198  
**Гарленд** (Garland) 212  
**Гаусс** (Gauss) 157, 158  
**Геллман** (Gellman) 61, 170, 171  
**Герценберг** (Herzenberg) 164, 165  
**Геттель** (Goettel) 258  
**Гибсон** (Gibson) 171  
**Гилберт** (Gilbert) 13, 27, 29, 31, 45,  
58, 59, 238  
**Голдрайх** (Goldreich) 282  
**Гопалан** (Gopalan) 82  
**Гортер** (Gorter) 175  
**Гоуз** (Gose) 272  
**Гроссман** (Grossman) 101, 106  
**Губбинс** (Gubbins) 133, 171, 172, 192  
**Гутенберг** (Gutenberg) 14, 15, 20,  
52, 235
- Дален** (Dahlen) 210  
**Данн** (Dunn) 180, 182  
**Денсон** (Denson) 20  
**Дерр** (Derr) 43, 254  
**Джейн** (Jain) 198, 199  
**Джекобс** (Jacobs) 22, 116, 130,  
132 — 134  
**Джексон** (Jackson) 17, 48  
**Джеффрис** (Jeffreys) 13 — 15, 20,  
52, 53, 235, 238  
**Джонсон** (Johnson L.E.) 53  
**Джонстон Д.** (Johnston D.H.) 279  
**Джонстон М.** (Johnston M.) 199

- Джордан (Jordan) 27, 49, 51, 54, 57, 238  
 Джулиан (Julian) 13  
 Дзевонский (Dziewonski) 27, 29, 44, 48, 52, 54, 58, 59, 238  
 Дикке (Dicke) 106, 107  
 Дирак (Dirac) 106  
 Дирборн (Dearborn) 108  
 Дорман (Dorman) 38, 53  
 Дорнбос (Doornbos) 13, 19  
 Доэлл (Doell) 107, 186  
 Дэвис (Davis) 277, 278  
 Дэггли (Dagley) 174, 188, 189  
 Зейтц (Seitz) 258  
 Зигфрид (Siegfried R. W. II) 284, 285, 287  
 Зиман (Ziman) 198  
 Ибрагим (Ibrahim) 17, 18  
 Ингдал (Engdahl) 20, 22, 24, 52 — 54, 238  
 Ирвинг (Irving) 178  
 Испир (Ispir) 182, 188, 189  
 Каваи (Kawai) 184, 185, 198  
 Какута (Kakuta) 211  
 Кале (Kahle) 192, 193, 206  
 Калои (Caloi) 22  
 Камар (Qamar) 19, 43, 241  
 Камерон (Cameron) 76  
 Карпентер (Carpenter) 281  
 Катц (Katz) 97  
 Каулинг (Cowling) 162  
 Кейлис-Борок В.И. 40  
 Кейри (Carey) 106  
 Кеннеди (Kennedy) 119, 120, 123 — 128, 130 — 134, 249, 252, 254  
 Керридж (Kerridge) 77, 78  
 Кинг (King) 25  
 Кларк (Clark S.P., Jr.) 39, 87, 97, 247, 275, 276  
 Клири (Cleary) 25, 51, 238  
 Кнопов (Knopoff) 20, 137  
 Ковач (Kovach) 22  
 Коган С.Д. 40  
 Кокс (Cox) 178, 186, 189, 190  
 Коломбо (Colombo) 283  
 Компстон (Compston) 79  
 Краузе (Krause) 173  
 Краут (Kraut) 119  
 Крир (Creer) 182, 186, 188, 189  
 Кристиан (Christian) 232  
 Кроссли (Crossly) 62  
 Кук (Cook) 191  
 Куллеруд (Kullerud) 141  
 Кумар (Kumar) 172  
 Куо (Kuo) 61, 62, 201  
 Куширо (Kushiro) 258  
 Кэри (Currie) 153, 156, 157  
 Ландисман (Landisman) 38  
 Лаример (Larimer) 97, 98, 106  
 Лармор (Larmor) 161  
 Леви (Levy) 267  
 Леманн (Lehmann) 17, 20  
 Леппалуото (Leppaluoto) 124, 125  
 Ли (Lee) 80, 137, 193  
 Лилли (Lilly) 171  
 Лоули (Lawley) 188, 189  
 Лоус (Loves) 165, 195, 208  
 Льюис (Lewis) 98, 258, 270, 275, 283 — 285  
 Литтлтон (Lyttleton) 232  
 Лиу (Liu) 234  
 Макдональд (MacDonald) 20, 137, 275  
 Макелинни (McElhinny) 176, 177, 184  
 Мак-Карти (McCarthy) 211  
 Мак-Куин (McQueen) 244  
 Мак-Лаклан (McLachlan) 120, 121, 123  
 Мак-Мекен (McMechan) 49  
 Малин (Malin) 207 — 209, 212 — 214  
 Малкус (Malkus) 60, 133, 192, 196, 197  
 Маллан (Mullan) 201, 202  
 Мансина (Mansinha) 34, 210  
 Мануель (Manuel) 248  
 Марковиц (Markowitz) 211  
 Марш (Marsh) 244  
 Мацуда (Matsuda) 126  
 Мерси (Murthy) 128, 248 — 252, 256, 257, 270  
 Мизутани (Mizutani) 39  
 Митчелл (Mitchell) 27  
 Моретт (Maurette) 78  
 Моррисон (Morrison) 108

- Моффет (Moffatt) 173, 174  
 Мочидзуки (Mochizuki) 198  
 Мур (Moore) 51  
 Мюллер (Müller) 26  
 Мюирхед (Muirhead) 238  
 Нагата (Nagata) 175, 190  
 Нарликар (Narlikar) 108  
 Незер (Naeser) 81  
 Неель (Neel) 175  
 Нойкум (Neukum) 77  
 Оверсби (Oversby) 94, 95, 257, 258  
 О'Галлахер (O'Gallagher) 273  
 Опдайк (Opdyke) 180, 182  
 Орлов В.П. 157  
 Орован (Orowan) 96, 97  
 Паланастассиу (Papanastassiou) 80  
 Паркер (Parker) 45, 48, 165 — 167, 170, 190, 267  
 Паттерсон (Patterson) 94  
 Пекерис (Pekeris) 31 — 33, 38  
 Пенроуз (Penrose) 51  
 Перселл (Purcell) 74  
 Пиблс (Peebles) 107  
 Пил (Peale) 282  
 Плейджмен (Plagemann) 284  
 Подосек (Podosek) 80  
 Пресс (Press) 40, 41, 53, 210, 254  
 Пулине (Poupinet) 18  
 Рамзей (Ramsey) 233  
 Ранкорн (Runcorn) 90, 91, 211, 267, 268, 270, 274  
 Рао (Rao) 82  
 Редлер (Rädler К.-Н.) 173  
 Рейд (Reid) 178  
 Ри (Ree) 125  
 Ривс (Reeves) 75  
 Рикитакэ (Rikitake) 165, 193  
 Рингвуд (Ringwood) 39, 83, 87, 94, 95, 244 — 248, 251, 257, 258, 269, 275, 276  
 Рихтер (Richter) 20  
 Робертс Дж. (Roberts J.L.) 53, 238  
 Робертс Г. (Roberts G.O.) 171, 172, 201  
 Робертс П. (Roberts P.H.) 167, 171 — 173, 191  
 Робинсон (Robinson J.L.) 214  
 Рочестер (Rochester) 197, 210, 211  
 Рыженко (Ryzhenko) 249  
 Рылова Л.В. 211  
 Рэндолл (Randall) 21  
 Саймон (Simon) 119  
 Сакамото (Sakamoto) 81  
 Сакс (Sacks) 18, 141, 142  
 Сато (Sato) 17, 19  
 Сафронов В.С. 75, 87 — 89  
 Саундерс (Saunders) 207 — 209  
 Сенета (Seneta) 43  
 Сима (Shima) 257  
 Симпсон (Simpson) 273  
 Смайли (Smylie) 32 — 34, 62, 210, 211  
 Смит (Smith E.) 273  
 Спихтер (Slichter) 61  
 Совард (Soward) 201  
 Соломон (Solomon) 269, 270, 284, 285, 287  
 Солтер (Salter) 119  
 Сорохтин О.Г. 242  
 Спитцер (Spitzer) 74  
 Стейнер (Steiner) 177  
 Стейси (Stacey) 131, 133, 134, 197, 198  
 Стейнхаузер (Steinhauser) 186, 187  
 Стеретт (Sterett) 267  
 Стикс (Stix) 173  
 Странгуэй (Strangway) 267, 272  
 Стюарт А.Д. (Stewart A.D.) 109, 178  
 Стюарт Р.М. (Stewart R.M.) 130  
 Стюартсон (Stewartson) 196  
 Субиза (Subiza) 22  
 Судзуки (Suzuki) 19  
 Таггарт (Taggart) 52, 53, 238  
 Тацумото (Tatsumoto) 94  
 Тверской Б.А. 164  
 Тозер (Tozer) 88, 92, 93, 97, 138, 139, 268  
 Токсоз (Toksöz) 269, 270, 284  
 Толланд (Tolland) 92, 93  
 Тумре (Toomre) 62  
 Турекьян (Turekian) 87, 97  
 Уеда (Uyeda) 193  
 Уилкинсон (Wilkinson) 165

- Уилсон (Wilson R.L.) 187, 188  
Уолш (Wolsh) 232  
Уорд (Ward) 107  
Уссельман (Usselman) 142, 253, 254, 256, 268
- Фаллер (Fuller) 267  
Ферхуген (Verhoogen) 123, 124, 130, 131, 139 — 142, 256  
Флезер (Flaser) 88, 252  
Флейшер (Fleischer) 81  
Фогт (Vogt) 178  
Франклин (Franklin) 51  
Фрейзер (Frazer) 172  
Фрейзиер (Frasier) 40
- Хагивара (Hagiwara) 165  
Хайд (Hide) 60, 134, 195, 196, 203, 212 — 214  
Харли (Hurley) 200  
Харрис (Harris) 97  
Хей (Hai) 21  
Хейзен (Heezen) 106  
Хейлс (Hales) 53, 238  
Хейртцлер (Heitzler) 177  
Хелсли (Helsley) 177, 178  
Хельмбергер (Helmberger) 27  
Хеннон (Hannon) 22  
Херрин (Herrin) 43, 238  
Хиватари (Hiwatari) 126  
Хиггинс (Higgins) 119, 120, 124, 125 — 128, 130 — 134, 252, 254  
Хойл (Hoyle) 100, 101, 108  
Холл (Hall) 128, 248 — 252, 256, 257, 270  
Хонда (Honda) 257  
Хоффман (Hoffman) 81  
Хэддон (Haddon) 25, 38, 41, 52, 235, 254
- Хэнкс (Hanks) 28, 86, 87, 93, 105, 286
- Чайлдресс (Childress) 172, 201  
Чанг (Chung) 39  
Чандлер (Chandler) 210  
Чандрасекар (Chandrasekhar) 90, 162  
Чоудхури (Chowdhury) 40
- Шапиро (Shapiro J.N.) 232  
Шапиро (Shapiro I.I.) 108, 283  
Шарп (Sharpe) 272  
Шенкленд (Shankland) 39  
Шлессин (Schloessin) 135, 136  
Шрамм (Schramm) 108  
Штеенбек (Steenbeck M.) 173  
Шуберт (Schubert) 278, 279
- Эванс (Evans) 198, 199  
Эдьед (Egyed) 106  
Эйлерс (Ehlers) 120, 121, 123  
Элдер (Alder) 125  
Эльзассер (Elsasser) 91, 92, 133, 161, 167, 169, 200  
Эрджин (Ergin) 22, 52  
Эспиноза (Espinosa) 17  
Эссен (Essen) 269
- Юкутаке (Yukutake) 157, 204 — 206  
Юри (Urey) 93, 203
- Янг (Young) 278, 279  
Яновская Т.Р. 40  
Яскава (Yaskawa) 184

## Предметный указатель

- Адамса — Вильямсона** уравнение 33, 34, 36, 37, 237
- Адиабата *Гюгоньо* 230 — 232, 234
- Адиабатические температуры 128 — 132, 134
- Аккумуляции механизм 74 — 78, 245 — 253
- Буллена гипотеза**  $Fe_2O$  242 — 244, 274, 282
- — ( $k, \rho$ ) 233 — 242
- модели 37, 38, 237
- слои 14 — 15
- Бэкуса — Гилберта** теория 45 — 51
- Венера** 242, 280 — 283
- Внешнее ядро 37, 140, 242 — 244
- возбуждение магнитного поля 161, 162, 190
- модуль сдвига 17
- плотность 37, 41, 43
- радиус 38, 52 — 53, 91, 240
- скорость *P*-волн см. Скорость *P*-волн
- *S*-волн см. Скорость *S*-волн
- температура 132 — 136, 254
- $Q$  18, 19, 141, 198
- Внутреннее ядро 116, 132 — 137, 242 — 244
- колебания 59, 61
- плотность 43, 240, 241
- радиус 9, 54, 243
- скорость *P*-волн см. Скорость *P*-волн
- *S*-волн см. Скорость *S*-волн
- твердое состояние 105, 117 — 118, 142, 235, 240, 241
- температура 116, 132, 141, 142, 254
- $Q$  19, 142
- Вязкость (мантии) 92, 136
- (ядра) 59 — 62, 192
- Геоманнитного полюса** движение 182 — 184, 186, 189
- Гидродинамическая скорость звука 233, 234
- Годографы сейсмических волн 13, 49, 212
- Граница между внутренним и внешним ядром 125, 127, 142, 254, 256.
- См. также *Переходная зона*
- — мантией и ядром 18, 25, 26, 35, 40, 51, 52, 60, 121, 125 — 128, 131, 135, 142, 202, 211, 233, 235, 256
- неровности 25, 60, 134, 135, 203, 212 — 214
- Грюнайзена* параметр 119, 130, 232
- Джеффриса — Буллена** таблицы времен пробега 13 — 14
- Динамо** теория (магнитного поля) 133, 136, 153, 161, 164 — 167, 172, 203
- конвективные ячейки 165 — 167, 190, 201
- полоидальное поле 153, 159, 165 — 167, 294
- прецессия 60, 197, 256
- тороидальное поле 153, 159, 162 — 167, 196, 204, 294
- *Булларда — Геллмана* 170 — 172, 190
- гидромагнитное 191 — 192
- дисковое 191, 192
- кинематическое 170, 173, 191
- турбулентное 164, 172 — 174
- Дифракция сейсмических волн 20
- Железа** плавление 121, 123, 125 — 128
- фазы 123, 130
- Зона тени** 16, 17
- Изменение** гравитационной постоянной со временем 106 — 110
- продолжительности суток 157, 158, 202 — 209
- Изопоры 150
- Кеннеди и Хигинса** парадокс ядра 133, 137
- Конвекция 90, 199 — 201, 279, 285
- в мантии 131, 137 — 139, 200, 214, 279
- в ядре 124, 131, 142, 199 — 201, 256, 257

- Краута — Кеннеди* уравнение 119, 125, 126, 253
- Линдемана* закон плавления 120, 126  
Луна 245, 264 — 272, 281
- Магнитное поле** 147 — 214  
вековые вариации 150 — 154, 157, 192, 193, 203, 207, 211  
Венеры 280, 281, 283  
западный дрейф 153, 154, 160, 193, 195, 207, 214  
короткопериодные вариации 150  
Луны 264 — 272  
Марса 272 — 274  
Меркурия 287 — 288  
недипольное 154, 157, 159, 182, 187 — 191, 193, 207 — 209  
обращения *см.* Обращения геомагнитного поля  
происхождение 160 — 167  
теория динамо *см.* Динамо теория  
эксцентрический диполь 157, 158, 187, 188, 206, 207  
энергетический спектр 195
- Максвелла* уравнения 167, 170  
Максимальной энтропии метод 153  
Марс 242, 272 — 280  
МАС-волны 153  
Меркурий 283  
Метеориты 79, 248, 253, 257  
определение возраста 79 — 82  
углистые хондриты 245, 250  
Модели Земли 38, 40, 41, 43, 44, 50, 51 — 57  
— ядра 17, 18, 21 — 24, 26  
Монте-Карло метод 40 — 43
- Навье — Стокса* уравнение 170, 191  
Неразрывности уравнение 170  
Нутации земной оси 210 — 211
- Образование ядра** 73, 88, 90 — 97, 101, 246, 253, 254  
время образования 90 — 96, 199, 249, 252  
Обратные задачи 10, 40, 44 — 51
- Обращения геомагнитного поля 135, 154, 174 — 190  
Однородного динамо уравнения 167 — 172
- Параметр  $Q$**  18, 19, 28, 141, 142, 198  
Переходная зона (слой  $F$ ) 15, 20, 22 — 23, 25, 135, 141, 238  
Плотность 35, 37 — 42, 100  
в мантии 41, 52, 55, 57, 237 — 239  
в ядре 42, 55, 57, 252 — 254  
соотношение между плотностью и скоростью 38, 39, 54, 55, 234  
Происхождение Земли 74, 91, 96, 97
- Рейнольдса* число 169, 170, 268  
*Росса — Линдемана* критерий плавления 126  
*Роша* предел 266
- Саймона* уравнение 119, 125  
Сейсмическая функция  $\phi$  11, 36, 129, 230, 236  
Сейсмические волны  
затухание 17 — 19, 133  
 $P$ -волны 11 — 13, 17, 40, 51  
 $PcP$  17, 40, 43, 52, 238  
 $PKiKP$  12, 17, 19, 25  
 $PKiKP$  43  
 $PKJ KP$  13, 27  
 $PKP$  17, 19, 20, 25  
 $S$ -волны 11 — 13, 51
- Скорость  $P$ -волн 16, 238  
в мантии 50, 53, 239  
в ядре 19 — 21, 23, 24, 26, 50, 240, 241  
зависимость от глубины 14 — 16, 55, 57, 140  
— от плотности *см.* Плотность
- Скорость  $S$ -волн  
в мантии 27, 28, 44, 52, 53, 239  
в ядре 26 — 27, 44, 59, 241 — 242  
зависимость от глубины 15, 16, 55, 57, 140

- Собственные колебания Земли 28 —  
35, 38, 42, 52 — 54  
земная спектроскопия 31  
крутильные 29, 31  
нормальные моды 53, 58  
обертоны 30, 44, 54  
сфероидальные 30  
унтертоны 32, 33
- Сорохтина* гипотеза 242
- Состав ядра 93, 94, 105, 116, 126,  
133, 140 — 142, 198, 229 — 258  
гипотеза *Буллена* 235 —  
244  
— *Рамзея* 233  
модель *Мерси* и *Холла*  
248 — 253  
— *Рингвуда* 244 — 248  
— *Уссельмана* 253
- Спиральность 174
- Структурная теория жидкости  
*Эйринга* 124
- Температура на границе внутрен-  
него и внешнего ядра 19, 124,  
142, 256  
— плавления 105; 116 — 123, 125 —  
128, 201
- Температуры градиент  
адиабатический 117, 118,  
126, 129 — 141  
плавления 19, 91, 105, 116 —  
126  
субадиабатический 32, 133
- Тепла, источники 78 — 88, 131
- Тепловая история 137 — 142
- Тепловой поток 193
- Ударные волны 229 — 234
- Уравнения состояния 229 — 232  
— *Ранкина* — *Гюгоньо* 230 — 232
- Фазовые переходы 122, 123
- Чандлеровские колебания 210
- Эвтектический сплав Fe — FeS 94,  
128, 249, 252, 253 — 257, 268, 269
- Эвтектическая температура 248, 249,  
253, 268
- Энергетика ядра 192 — 202

## Оглавление

Предисловие редактора перевода. . . . .	5
Предисловие. . . . .	7
<i>Глава 1.</i> Основные физические свойства Земли. . . . .	9
1.1. Введение. . . . .	9
1.2. Географы сейсмических волн и кривые распределения скорости с глубиной. . . . .	11
1.3. Собственные колебания Земли. . . . .	28
1.4. Изменение плотности и другие физические свойства недр Земли. . . . .	35
1.5. Обратные задачи в геофизике. . . . .	44
1.6. Модели глубоких недр Земли. . . . .	51
1.7. Вязкость земного ядра. . . . .	59
Литература. . . . .	63
<i>Глава 2.</i> Происхождение земного ядра. . . . .	73
2.1. Введение. . . . .	73
2.2. Механизм процесса аккумуляции. . . . .	74
2.3. Источники тепла при холодной аккумуляции Земли. . . . .	78
2.4. Время образования ядра. . . . .	90
2.5. Модели первично-неоднородной Земли. . . . .	96
2.6. Изменение гравитационной постоянной со временем. . . . .	106
Литература. . . . .	110
<i>Глава 3.</i> Термический режим земного ядра. . . . .	116
3.1. Введение. . . . .	116
3.2. Внутреннее ядро Земли. . . . .	116
3.3. Кривые плавления. . . . .	119

3.4. Оценки адиабатических температур в земном ядре. . . . .	128
3.5. Пересмотр данных по внутреннему ядру Земли. . . . .	132
3.6. Ядро и тепловая история Земли. . . . .	137
Литература. . . . .	142
<i>Глава 4.</i> Магнитное поле Земли. . . . .	147
4.1. Введение. . . . .	147
4.2. Происхождение магнитного поля Земли. . . . .	160
4.3. Уравнения однородного динамо. . . . .	167
4.4. Модели турбулентного динамо. . . . .	172
4.5. Обращения геомагнитного поля. . . . .	174
4.6. Проблема гидромагнитного динамо . . . . .	191
4.7. Энергетика земного ядра. . . . .	192
4.8. Изменения продолжительности суток. . . . .	202
4.9. Нутации земной оси. . . . .	210
4.10. Топография границы ядро — мантия. . . . .	212
Литература. . . . .	214
<i>Глава 5.</i> Состав ядра. . . . .	229
5.1. Уравнения состояния. . . . .	229
5.2. Гипотеза Рамзея. . . . .	233
5.3. Гипотеза ( $k, \rho$ ) Буллена. . . . .	235
5.4. Гипотеза $Fe_2O$ Буллена. . . . .	242
5.5. Состав ядра. . . . .	244
5.6. О возможности присутствия калия в ядре. . . . .	256
Литература. . . . .	259
<i>Глава 6.</i> Ядра других планет. . . . .	264
6.1. Введение. . . . .	264
6.2. Луна. . . . .	264
6.3. Марс. . . . .	272
6.4. Венера. . . . .	280
6.5. Меркурий. . . . .	283
Литература. . . . .	288
Приложение. Тороидальное и полоидальное векторные поля. . . . .	294
Дополнительная литература. . . . .	296
Именной указатель. . . . .	297
Предметный указатель. . . . .	301

Уважаемый читатель!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и др. просим присылать по адресу: 129820, Москва И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., дом 2, изд-во "Мир".

ДЖ. ДЖЕКОБС

**Земное ядро**

Научный редактор *В.А. Пантаева*

Мл. научный редактор *Л.П. Лебедева*

Художник *В.И. Суриков*

Художественный редактор *Л.Е. Безрученков*

Технические редакторы

*М.И. Ван Энгеланд, Л.А. Тихомирова*

Ст. корректор *И.П. Максимова*

ИБ № 975

Подписано к печати 29/XI-78 г.

Бумага офс. № 2 60 × 90 <sup>1</sup>/<sub>16</sub> = 9,63 бум. л.

Печ. л. 19,25. Уч.-изд. л. 18,04. Изд. № 27/9416

Тираж 2000 экз. Цена 3 руб. Зак. 930.

Издательство "Мир"

Москва, 1-й Рижский пер., 2

Тульская типография Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.

г. Тула, проспект им. В.И. Ленина, 109

6796

2830