ГЛАВА 7

МОДЕЛЬ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗЕМЛИ

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

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

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

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

7.1. ОДНОРОДНАЯ МОДЕЛЬ

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

$$g = \frac{Gm}{r^2}. \tag{36}$$

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

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

Подставляя эту величину в (36), получим

$$g = g_0 x, \quad g_0 = \frac{4\pi}{3} G R \bar{\rho};$$

$$x = \frac{r}{R}, \quad g_0 = 1000 \text{ см/сек}^2, \tag{37}$$

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

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

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

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

$$p = p(0)[1-x^2],$$
$$p(0) = \frac{1}{2} g_0 \bar{\rho} R = 1{,}73 \cdot 10^6 \textit{ бар}.$$

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

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

$$\left.\begin{array}{l} \bar{\rho} = 3{,}34 \textit{ г/см}^3, \quad g = g_0 x, \quad g_0 = 162 \textit{ см/сек}^2, \\ p = p(0)[1-x^2], \ p(0) = 4{,}71 \cdot 10^4 \textit{ бар}, \ R = 1738 \textit{ км}. \end{array}\right\} \quad (38)$$

7.2. РЕАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ (РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ, УСКОРЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ, ДАВЛЕНИЯ)

Расскажем теперь в общих чертах, как строятся детальные модели внутреннего строения Земли, использующие всю имеющуюся геофизическую информацию. Такие модели кратко называют реальными моделями. Первый и наиболее существенный шаг на пути построения реальных моделей Земли сделали американские геофизики Адамс и Вильямсон в 1923 г. Они предложили использовать сейсмический параметр $\Phi = K/\rho$ для определения детального хода плотности в недрах Земли. Сейсмический

параметр Φ легко определяется через скорости сейсмических волн v_P и v_S [формулы (1) и (2)], о которых мы подробно говорили в начале книги:

$$\Phi = \frac{K}{\rho} = v_P^2 - \frac{4}{3} v_S^2. \quad (39)$$

Так как для Земли скорости v_P и v_S известны как функции глубины, то Φ также известна как функция глубины. Сейсмический параметр Φ равен отношению модуля сжатия K и плотности; в свою очередь K по определению равно

$$K = \rho \frac{\Delta p}{\Delta \rho} \quad (40)$$

(произведению ρ на отношение приложенного к телу приращения давления Δp к соответствующему приращению плотности $\Delta\rho$). Таким образом, если нам известен сейсмический параметр Φ (39), то мы можем определить закон, по которому происходит приращение плотности при небольших приращениях давления

$$\Delta\rho = \frac{1}{\Phi} \Delta p. \quad (41)$$

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

$$\Delta p = \rho g \Delta l. \quad (42)$$

Исключая Δp из (41) с помощью (42), получим знаменитое уравнение Адамса — Вильямсона

$$\Delta\rho = \frac{\rho \cdot g}{\Phi} \Delta l, \quad (43)$$

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

На первый взгляд может показаться, что уравнение (43) не позволяет определить приращение плотности, так как туда входит неизвестная функция $g(l)$ — ускорение силы тяжести. Действительно, $g(l)$ определяется на основе распределения плотности в планете, но это не сказывается при решении (43), так как вместе с распределением $\rho(l)$ автоматически определяется $g(l)$.

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

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

Плотность реальной Земли не является непрерывной функцией глубины. Из сейсмологии известно, что свойства вещества земных недр меняются скачком на границе коры и оболочки Земли (граница M), на границе оболочки и ядра Земли. Существует также несколько более слабых разрывов. Кроме того, в переходном слое оболочки Земли — зона C — нарастание плотности происходит как в результате сжатия от давления вышележащих слоев, так и за счет уплотнения силикатного вещества оболочки из-за фазовых переходов и превращения их в более плотные модификации. Последний эффект уравнение Адамса — Вильямсона не учитывает и, следовательно, оно не может быть применено к слою C. В этом случае необходимо располагать дополнительными условиями, чтобы определить из них скачки плотности на разрывах и ход плотности в зоне C. Из этих условий важнейшими являются два: распределение плотности должно удовлетворять значению полной массы Земли M и значению ее среднего момента инерции I. Обе последние величины определены в гравиметрии. Кроме этих фундаментальных условий, используются некоторые другие, в результате чего распределение плотности в Земле в настоящее время известно с точностью до 1—2%.

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

Распределения скоростей Джеффриса и Гутенберга оказались столь точны и хороши, что все послевоенное развитие сейсмологии, по существу, занималось уточнением этих распределений. Эти уточнения важны для установления детального строения оболочки и ядра. Что же касается механической модели Земли, т. е. ее параметров $\rho(l)$ и $p(l)$, то они с точностью до нескольких процентов были рассчитаны австралийским геофизиком Булленом в конце тридцатых и начале сороковых годов. Буллен стажировался в Кембридже (Англия) у Джеффриса и помогал ему в весьма трудоемкой работе по пересмотру таблиц времен пробега и установлению новых зависимостей $v_P(l)$ и $v_S(l)$. В 1936 г., когда последняя работа шла к концу, Буллен приступил к построению новых моделей Земли, используя распределение скоростей Джеффриса для определения сейсмического параметра Φ в уравнении Адамса — Вильямсона (43). И здесь фундаментальную роль сыграло известное в то время значение момента инерции I.

Выше подробно говорилось, сколь сильно значение I управляет распределением плотности в недрах планет. И действительно, Буллен, проверяя большое число пробных распределений плотности для Земли, обнаружил, что для того, чтобы получить правильное значение момента инерции I, необходимо ввести аномальный рост плотности в зоне C на глубинах 400—1000 *км*. Так была окончательно сформулирована концепция переходного слоя в оболочке Земли. Эти работы стимулировали гипотезу оливин-шпинелевых фазовых переходов Берналла, которая в свою очередь явилась отправной точкой послевоенных работ Рингвуда. Построив первую современную модель Земли, модель A', Буллен ввел разделение Земли на зоны, что удобно при рассмотрении земных недр. Функции $\rho(l)$, $p(l)$ и $g(l)$ для модели Буллена A' показаны на рис. 22.

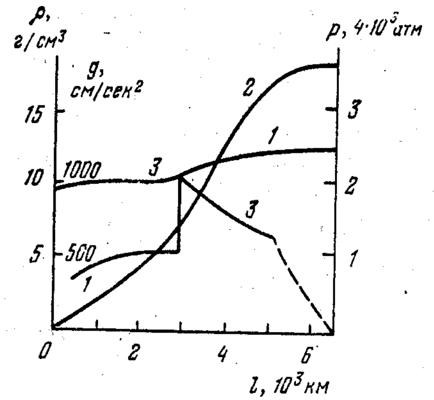

Рис. 22. Распределение плотности, давления и ускорения силы тяжести внутри Земли: 1 — плотность ρ; 2 — давление p; 3 — ускорение силы тяжести g.

Реальная модель Земли, представленная на рис. 22, завершает собой классический период в геофизике — период сейсмологии объемных волн. В этот период геофизика была, по существу, геомеханикой, так как она опиралась в основном на методы, развитые в механике сплошной среды и методы прикладной математики. Окончание классического периода относится к началу пятидесятых годов.

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

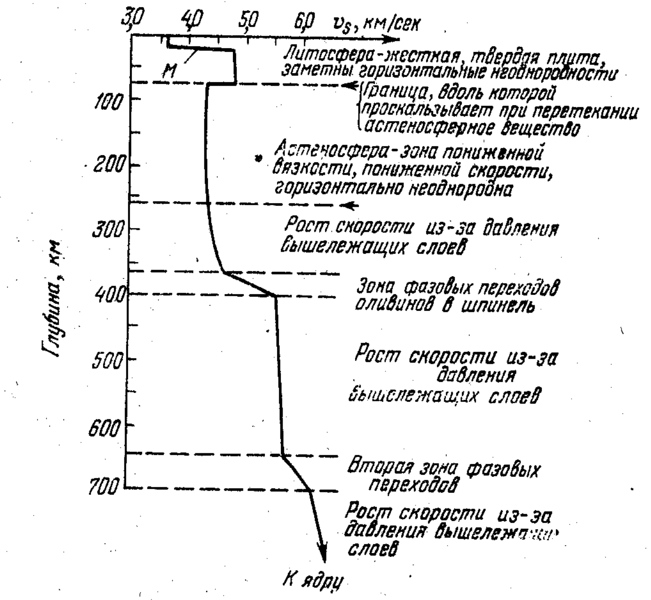

Рис. 23. Одна из первых современных реальных моделей оболочки Земли. Модель построена по данным сейсмологии и по данным лабораторных исследований при высоких давлениях.

позволяет получить более детальную картину изменения с глубиной скоростей $v_P(l)$ и $v_S(l)$.

В результате всех этих новшеств была выяснена детальная структура верхней мантии Земли. На рис. 23 показано одно из первых детальных распределений скоростей поперечных сейсмических волн $v_S(l)$. Тонкая структура верхней мантии, показанная на рис. 23, приводит к новому разделению на зоны наружных слоев Земли. Граница наружной зоны — литосферы, или, как ее часто называют, литосферной плиты, расположена на глубине 70 *км*. Литосфера включает в себя как земную кору, так и верха́ оболочки (мантии Земли). Этот слой объединяется в единое целое его механическими свойствами.

Жесткая литосферная плита расколота примерно на 10 больших плит, по границам которых расположено подавляющее число очагов землетрясений. Под жесткой литосферой в интервале глубин 70—250 *км* расположен слой повышенной текучести. Это астеносфера Земли. Вязкость астеносферы $\sim 10^{20}—20^{21}$ *пуаз*, малая по геофизическим масштабам. Выше отмечалось, что из-за малой вязкости астеносферы жесткие наружные плиты находятся в изостатическом равновесии: они как гигантские айсберги плавают в «астеносферном океане» Земли. По-видимому, процессы, протекающие в астеносфере, определяют геологическое строение земной коры. Там происходит перетекание вещества; в астеносфере расположены и первичные магматические очаги вулканов. Именно в астеносфере образуются базальтовые магмы, которые затем по вулканическим каналам и трещинам в земной коре изливаются на поверхность Земли. Геометрически астеносфера совпадает со слоем пониженных скоростей сейсмических волн в верхней мантии. Это не случайно, а является результатом общей причины. В астеносфере температуры мантийного вещества наиболее близко подходят к температурам плавления.

Начиная с глубины ~ 250 *км* скорости сейсмических волн начинают постепенно расти. Это показывает, что на глубинах 250—400 *км* влияние давления на v_S и v_P преобладает над влиянием температуры (из опыта известно, что рост давления вызывает увеличение скоростей v_S и v_P, а рост температуры приводит к их уменьшению). На глубинах около 400 *км* (см. рис. 23) нарастание скорости аномально велико из-за фазовых переходов оливинов в шпинелевую модификацию — это первая зона фазовых переходов в оболочке Земли. На глубинах 400—650 *км* скорости сейсмических волн снова плавно возрастают под влиянием роста давления вышележащих слоев. На глубинах 650—700 *км* (см. рис. 23) наблюдается второй всплеск скоростей — это вторая зона фазовых переходов в оболочке Земли. Вопрос о том, какие конкретно фазовые переходы ответственны за аномальный рост скорости на глубинах 650—700 *км*, в настоящее время все еще дискутируется в литературе. Одни считают, что справедлива гипотеза Бёрча—Магницкого, высказанная еще в начале пятидесятых годов, о распаде

силикатов при высоких давлениях на окислы: MgO, FeO, SiO_2 (стишовит), Al_2O_3. Другие вслед за Рингвудом и Грином считают, что на этих глубинах основные породообразующие минералы оболочки Земли переходят в более сложные структуры, о которых мы писали в § 6.2. В § 7.4 об этом будет сказано подробнее. Начиная с глубин 700 *км* и вплоть до границы с ядром Земли скорости плавно нарастают под влиянием давления вышележащих слоев.

7.3. СОВРЕМЕННЫЕ МОДЕЛИ ЗЕМЛИ

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

Как мы видели, классические модели Земли сферически-симметричны. В то же время, поскольку $\sim {}^2/_3$ поверхности Земли покрыты океанами, а остальная часть занята континентами, существуют отклонения наружных слоев от сферической симметрии. Это обстоятельство и является главной причиной трудностей при построении современных моделей Земли. Действительно, если мы построим некоторую очень хорошую сферически-симметричную модель Земли, то мы не сможем в первую очередь добиться хорошего согласия теоретических и экспериментальных дисперсионных кривых для океанических и континентальных трасс из-за того, что глубинное строение океанов и континентов различается на протяжении нескольких сотен километров. Отсюда сразу следует, что вначале необходимо построить две средние региональные модели Земли: одну океаническую, другую — континентальную. Так как имеются указания, что отклонения от сферической симметрии с глубиной нивелируются, то обе модели постепенно должны переходить в общую сферически-симметричную модель земных недр. Именно по такому пути и пошла в своей работе интернациональная группа сейсмологов в составе А. Дзивонского (США), А. Хейлза (Австралия) и Е. Лэпвуда (Англия), которые предложили простую стандартную модель Земли, близкую к лучшим оптимальным моделям. Эти авторы построили параметрически простые модели Земли, в которых распределение плотности $\rho(R)$ и скоростей $v_P(R)$ и $v_S(R)$ заданы кусочно-непрерывными аналитическими функциями радиуса R ($R = r/S_1$ — безразмерный радиус, $S_1 = 6371$ *км* — средний радиус Земли). Непрерывные куски распределений описывались полиномами R не старше третьей степени. Построен трехкомпонентный набор моделей. Глубже первой зоны фазовых переходов в средней мантии, которая моделируется скачком плотности и скоростей и помещена на глубину 420 *км*, все три модели идентичны. Две модели отражают различие в строении среднеокеанического и среднеконтинентального регионов Земли, которые локализованы в коре и верхней мантии до глубины 420 *км*. Третья модель представляет среднюю модель этих двух региональных моделей Земли. Для краткости введены обозначения PEM-O, PEM-C и PEM-A для параметрической модели Земли океанического и континентального типа и средней параметрической модели Земли[1]). Подчеркнем, что все три модели сферически-симметричны. При построении модели PEM-O используются средние данные для океанического региона Земли, модели PEM-C — средние данные для континентального региона Земли, а модели PEM-A — некоторая комбинация PEM-O и PEM-C. Коэффициенты в полиномах моделей PEM определялись методом наименьших квадратов так, чтобы удовлетворить данным наблюдений о временах пробега волн *P*, *S*, *SKS*, *PKIKP* и разностях времен пробега *SKKS* — *SKS*, большим выборкам из 1064 собственных периодов Земли и дисперсионным кривым для океанических и континентальных регионов. Рассчитанные таким образом модели PEM графически показаны на рис. 24 и 25. Значения физических параметров модели для некоторых глубин даны в табл. 4. Таким образом, так же как и в случае классических моделей, современные модели являются некоторыми идеализированными моделями. Это обусловлено тем, что мы реальную сферически не симметричную Землю продолжаем описывать сферически-симметричными моделями. В настоящее время, видимо, надо стремиться к набору стандартных моделей Земли, каждая из которых должна соответствовать характеру той или иной задачи физики Земли.

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

[1]) PEM — parametric earth models (параметрическая модель Земли), O — oceanic (океаническая), C — continental (континентальная), A — average (средняя).

Таблица 4

Физические параметры моделей PEM — Земли

Номер уровня	Радиус, км	Глубина, км	ρ, г·см⁻³	v_P, км·сек⁻¹	v_S, км·сек⁻¹	Φ, км·сек⁻¹	K, кбар	μ, кбар	λ [1]), кбар	σ [2])	p, кбар	g, см·сек⁻²
1	0	6371	13,012	11,241	3,565	109,42	14 237	1653	13 135	0,4441	3632,4	0
2	1217,1	5153,9	12,704	11,091	3,439	107,25	13 625	1502	12 623	0,4468	3288,7	436,2
3	1217,1	5153,9	12,139	10,258	0,000	105,22	12 773	0	12 773	0,5	3288,7	436,2
4	3485,7	2885,3	9,909	8,002	0,0	64,04	6 345	0	6 345	0,5	1354,0	1069,3
5	3485,7	2885,3	5,550	13,732	7,243	118,61	6 582	2911	4 641	0,3073	1354,0	1069,3
6	5701,0	670,0	4,377	10,928	6,114	69,57	3 045	1639	1 954	0,2721	239,1	1001,2
7	5701,0	670,0	4,077	10,038	5,417	60,84	2 480	1220	1 666	0,2886	239,1	1001,2
8	5951,0	420,0	3,768	9,554	5,052	57,26	2 157	961	1 516	0,3060	141,1	997,6
						Океаническая Земля						
9	5951	420,0	3,553	8,949	4,789	49,50	1 758	815	1 214	0,2992	141,1	997,6
10	6360,0	11,0	3,305	7,900	4,550	34,81	1 150	684	694	0,2518	2,2	983,5
11	6360,0	11,0	2,850	6,400	3,700	22,71	647	390	387	0,2490	2,2	983,5
12	6366,0	5,0	2,850	6,400	3,700	22,71	647	390	387	0,2490	0,6	983,0
13	6366,0	5,0	1,500	2,000	1,000	2,67	40	15	30	0,3333	0,6	983,0
14	6367,0	4,0	1,500	2,000	1,000	2,67	40	15	30	0,3333	0,4	982,9
15	6367,0	4,0	1,030	1,500	0,000	2,25	23	0	23	0,5	0,4	982,9
16	6371,0	0	1,030	1,500	0,000	2,25	23	0	23	0,5	0	982,0
						Континентальная Земля						
9	5951,0	420	3,553	9,135	4,816	52,57	1 865	823	1 316	0,3076	140,7	997,6
10	6336,0	35,0	3,320	8,020	4,690	34,99	1 161	730	674	0,2400	9,7	984,2
11	6336,0	35,0	2,920	6,500	3,750	23,50	686	410	412	0,2506	9,7	984,2
12	6351,0	20,0	2,320	6,500	3,750	23,50	686	410	412	0,2506	5,3	983,3
13	6351,0	20,0	2,720	5,800	3,450	17,77	483	323	267	0,2263	5,3	983,3
14	6371,0	0	2,720	5,800	3,450	17,77	483	323	267	0,2263	0	981,6
						Средняя Земля						
9	5951,0	420,0	3,553	8,967	4,806	49,60	1 762	820	1 215	0,2985	141,1	997,6
10	6352,0	19,0	3,310	7,934	4,654	34,07	1 127	716	649	0,2377	4,8	983,7
11	6352,0	19,0	2,902	6,500	3,750	23,50	681	408	409	0,2503	4,8	983,7
12	6357,0	14,0	2,902	6,500	3,750	23,50	681	408	409	0,2503	3,3	983,4
13	6357,0	14,0	2,802	6,000	3,550	19,20	537	353	301	0,2301	3,3	983,4
14	6368,0	3,0	2,802	6,000	3,550	19,20	537	353	301	0,2301	0,3	982,6
15	6368,0	3,0	1,030	1,500	0,0	2,25	23	0	23	0,5	0,3	982,6
16	6371,0	0,0	1,030	1,500	0,0	2,25	23	0	23	0,5	0,0	981,9

[1]) $\lambda = K - \frac{2}{3}\mu$ — параметр Ляме.

[2]) $\sigma = \frac{1}{2}\frac{(v_P^2 - 2v_S^2)}{(v_P^2 - v_S^2)}$ — коэффициент Пуассона.

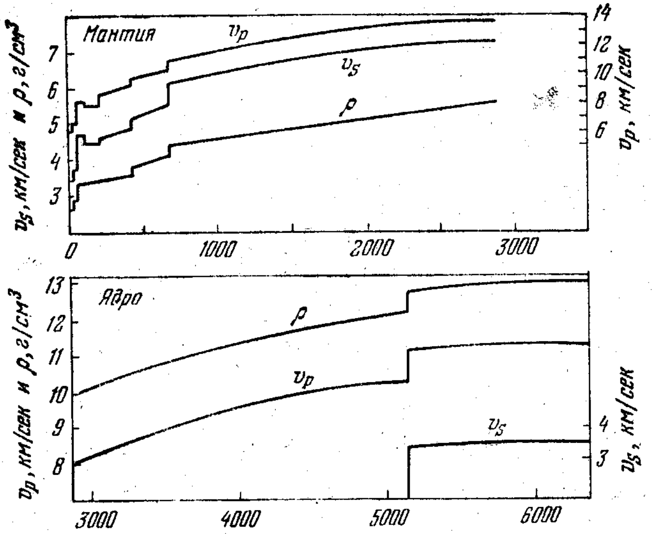

Рис. 24. Модель Земли PEM-C (континентальная).

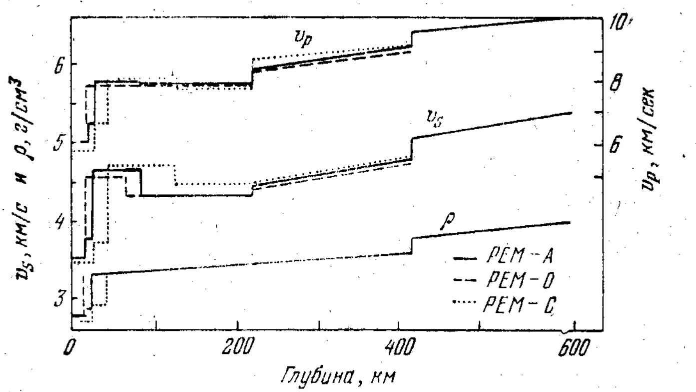

Рис. 25. Модели верхней мантии PEM-C (континентальная), PEM-O (океаническая), и PEM-A (средняя Земля). Для глубин, бо́льших 420 *км*, параметры для всех трех моделей одинаковы (см. рис. 24).

7.4. МИНЕРАЛОГИЧЕСКИЙ СОСТАВ МАНТИИ

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

Чтобы разобраться в этом вопросе, обратимся к рис. 19, на котором изображено два совмещенных изотермических сечения фазовой диаграммы системы Mg_2SiO_4—Fe_2SiO_4 при 1200 °С и 1600 °С. Сечение при 1200 °С взято из работы Акимото, Матсуи и Сёно, а сечение при 1600 °С построено путем экстраполяции данных тех же авторов при 800, 1000 и 1200 °С. На рис. 19 восстановлена ордината (штриховая линия), соответствующая молекулярной концентрации железа в пиролите около 0,11. Эта линия встречает кривую фазового равновесия $\alpha \leftrightarrow (\alpha+\beta)$ при 1600 °С и давлением ~ 135 *кбар*, что отвечает глубине 400 *км*. Из фазовой диаграммы видно, что переход оливина (α) в модифицированную шпинель (β) растянут на 12 *кбар* (примерно на 35 *км*). Если на протяжении этих 35 *км* температура также возрастает, то толщина слоя, в котором сосуществуют фазы α и β, возрастает. Напомним, что при $\alpha \to \beta$- и $\beta \to \gamma$-переходах плотность возрастает 8 и 3% соответственно.

Если предположить, что градиент температуры в зоне 430—630 *км* равен ~ 2 °С/*км*, то область β-фазы простирается до глубины ~ 600 *км*, где завершается переход $\beta \to \gamma$ (шпинель). Оценить ширину переходной зоны трудно; видимо, она порядка десятков километров. Область шпинелевой модификации занимает интервал $\sim 600 \div (650 \div 670)$ *км* (в моделях типа PEM второй фазовый переход помещен на глубине 670 *км*, где все физические параметры [ρ, v_s, v_p] возрастают скачком). Если градиент температуры в зоне 430—600 *км* в два раза меньше ($\sim$ 1 *град/км*), то переход $\beta \to \gamma$ завершается на глубине $\sim$ 570 *км*. Глубже 670—700 *км* все минералы находятся в постшпинелевых модификациях. Использование фазовой диаграммы для исследования зоны C позволяет не только установить структуру этой зоны, но и определить реперную точку для температуры на глубине 400 *км*. Эта температура оказывается равной $1600 \pm \pm 50$°C. При анализе было сделано предположение о молекулярном отношении $Fe/(Fe+Mg) \sim 0{,}11$ в соответствии с гипотезой пиролитового состава мантии Земли. Если состав оливинов несколько отличен от принятой в этой модели, то приведенные выше цифры, характеризующие переходной слой, несколько изменятся, хотя сам характер анализа сохраняется.

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

Таблица 5

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

Зоны мантии	Глубина, *км*		Основные минеральные фазы		
Верхняя мантия (зона B)	70 420	Оливиновая зона	Оливин	Пироксен+ $+Al_2O_3+$ +гранат	Гранат
Переходная зона (зона C)		Шпинелевая зона	β-фаза Шпинель	Гранат	
	670	Зона перовскита и ильменита	Перовскит+ +(Mg, Fe)O	Ильменит Перовскит	Ильменит? Перовскит?
Нижняя мантия (зона D)	1000 2800	Перовскитовая зона	Перовскит+ +(Mg, Fe)O	Перовскит	Перовскит

реакции:

$$\gamma Mg_2SiO_4 \to MgSiO_3 \text{ (структура перовскита) } + MgO.$$

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

Разбиение мантии Земли на минералогические зоны согласно новейшим данным приведено в табл. 5.

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

7.5. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗЕМЛИ

В этой главе речь шла о сейсмологической модели Земли.

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

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

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

Однако единица давления — атмосфера является, по существу, не очень удачной единицей, когда речь идет об изучении сжимаемости конденсированных сред. Характерным давлением в этом случае будет давление порядка модуля сжатия, т. е. давление порядка сотен килобар (см. табл. 4).

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

Если обратиться к табл. 4, то мы увидим, что давление на границе *M* лежит в пределах 2,2—9,7 *кбар*, а на границе оболочка — ядро равно 1354 *кбар*, т. е. на протяжении оболочки давление увеличивается больше, чем в 100 раз. Соответствующее изменение постоянной решетки в процентах равно

$$\frac{\Delta a}{a} \sim \frac{\rho_{0\Gamma} - \rho_{0M}}{3\rho_{0M}} \cdot 100 = \frac{5{,}55 - 3{,}3}{3 \cdot 3{,}3} \cdot 100 = 23\%,$$

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

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

Для того чтобы построить термодинамику оболочки и ядра Земли и рассчитать термодинамические коэффициен-

ты, необходимо определить две новые функции плотности земных недр: $\theta(\rho)$ — дебаевскую температуру и $\gamma(\rho)$ — параметр Грюнайзена (см. стр. 137). Эти две функции полностью определяют термодинамику дебаевской модели твердого тела. Дебаевская температура разграничивает температурную область на высокотемпературную $T \gg \theta$, в которой свойства конденсированной среды подчиняются законам классической статистической физики и где для теплоемкости справедлив закон Дюлонга и Пти, и низкотемпературную $T \ll \theta$, где свойства среды подчиняются законам квантовой статистической физики и где теплоемкость не постоянна, а убывает пропорционально кубу абсолютной температуры ($c \sim T^3$) при приближении к абсолютному нулю. В случае земных недр, оболочки и ядра, мы имеем дело с классическим предельным случаем $T \gg \theta$.

Построение любой модели твердого тела начинается с того, что истинный спектр частот атомных колебаний заменяется некоторым более простым, поддающимся расчету спектром. Если сделать самое простое предположение и считать, что все частоты атомных колебаний равны, то мы придем к эйнштейновской модели твердого тела (1907 г.). Эта модель сыграла большую роль в истории физики, так как именно на ней А. Эйнштейн ввел квантовые представления в физику твердого тела, что позволило объяснить падение теплоемкости при низких температурах — явление, ставившее в тупик классическую физику. Следующий шаг был сделан в 1912 г. П. Дебаем. Предложенная им модель оказалась достаточной для многих задач, в том числе и для тех, которые рассматриваются в этом параграфе.

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

$$z(\omega)\,\Delta\omega = \frac{3V\omega^2}{2\pi^2\bar{v}^3}\,\Delta\omega, \tag{44}$$

где $\bar{v}$ — средняя скорость звука:

$$\frac{3}{\bar{v}^3} = \frac{1}{v_P^3} + \frac{2}{v_S^3}, \tag{45}$$

v_P и v_S — скорости продольных и поперечных акустических волн (т. е. скорости объемных сейсмических волн); V — объем твердого тела. Полное число собственных частот равно $3N$, где N — число атомов в рассматриваемом теле. Дебаевская частота ω_D определяется как максимальная (предельная) частота в дебаевском спектре [формула (44)].

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

$$\varepsilon_D = \hbar\omega_D = k\theta, \quad \theta = \bar{v}\frac{\hbar}{k}\left(\frac{6\pi^2 N}{V}\right)^{1/3}, \tag{46}$$

где $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π, k — постоянная Больцмана (газовая постоянная, отнесенная к одному атому), θ — дебаевская температура. Таким образом, дебаевская температура — это измеренная в градусах энергия предельного дебаевского фонона. В предельном случае высоких температур $T \gg \theta$ тепловой энергии достаточно, чтобы возбудить весь спектр тепловых колебаний атомов и это соответствует классическому предельному случаю. Обращаясь к формуле (46), легко видеть, что данные сейсмологии позволяют нам определить дебаевскую температуру как функцию глубины в оболочке Земли, т. е. $\theta(l)$. Оказывается, что данные сейсмологии позволяют определить $\theta(l)$ и для ядра Земли. Так решается первая часть задачи определения функции $\theta(l)$ для земных недр.

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

$$\gamma(l) = \frac{d\ln\theta}{d\ln\rho} = \frac{\rho(l)}{\theta(l)}\frac{d\theta}{d\rho}. \tag{47}$$

Нам известны функции $\theta(l)$ и $\rho(l)$, поэтому формула (47) позволяет вычислить функцию $\gamma(l)$. Как всякая логарифмическая производная, $\gamma(l)$ — медленно изменяющаяся величина порядка единицы. Обе функции $\theta(l)$ и $\gamma(l)$ для оболочки и ядра показаны на рис. 26 и 27.

Для того чтобы рассчитать дебаевскую температуру по формуле (46), кроме средней скорости $\bar{v}$ (45), которая определяется по данным сейсмологии (см. табл. 4), необходимо еще знать средний атомный вес вещества $\bar{A}$. Для

мантии пиролитового состава $\bar{A} \sim 22$. Это дает для дебаевской температуры на глубине 100 *км* значение $\theta_{100} \sim \sim 660$°K.

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

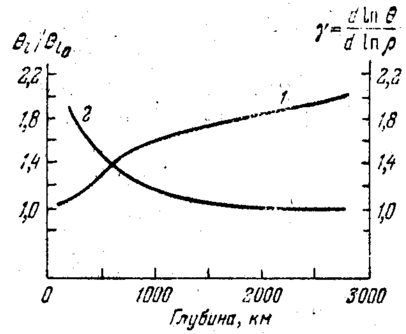

Рис. 26. Изменение дебаевской температуры (1) и параметра Грюнайзена (2) в оболочке Земли с глубиной.

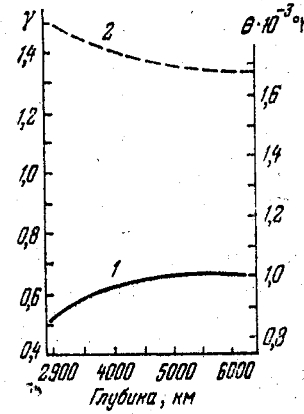

Рис. 27. Изменение дебаевской температуры (1) и параметра Грюнайзена (2) в ядре Земли с глубиной.

где $T \gg 1000$°K, т. е. в большей части земных недр. В классическом предельном случае удельная теплоемкость при постоянном объеме c_V дается законом Дюлонга и Пти

$$c_V = \frac{3R}{M}\cdot\nu = \frac{3R}{\bar{A}}, \tag{48}$$

где $R = 8{,}314\cdot10^7$ *эрг/моль·град* $= 8{,}314$ *дж/моль·град* — газовая постоянная, M — молекулярный вес, ν — число атомов в молекуле, $\bar{A}$ — средний атомный вес.

Удельная теплоемкость при постоянном давлении c_p равна

$$c_p \approx c_V(1 + \gamma\alpha T), \tag{49}$$

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

$$\alpha = \gamma\frac{c_p\rho}{K_S} = \gamma\frac{c_V\cdot\rho}{K_T}, \tag{50}$$

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

$$\frac{\beta_T}{\beta_S} = \frac{K_S}{K_T} = \frac{c_p}{c_V}. \qquad (51)$$

Вычислив по формулам (48) — (51) термодинамические коэффициенты, можно рассчитать адиабатический градиент температуры в оболочке и ядре Земли по формуле

$$\left(\frac{dT}{dl}\right)_{\text{ад}} = \frac{g\alpha T}{c_p}, \qquad (52)$$

где g — ускорения силы тяжести, l — глубина. Рассчитанные таким образом термодинамические коэффициенты для разных глубин сведены в табл. 6 и 7. Принятые при расчете распределения температуры слабо влияют на значение чисел, приведенных в табл. 6 и 7. Поясним теперь

Таблица 6

Значения термодинамических величин оболочки Земли при распределении температур вдоль адиабатического градиента

Глубина, *км*	T, °K	α (град$^{-1}$)·10^6	$\frac{c_p}{c_V}$	$\left(\frac{T_l}{T_{100}}\right)_{\text{ад}}$
100	1500	68,1	1,19	1
200	1575	62,5	1,19	1,051
600	1800	25,5	1,06	1,205
1000	1950	16,9	1,04	1,295
1800	2160	11,0	1,02	1,44
2900	2400	9,5	1,02	1,61

подробно, как получают для оболочки Земли распределение коэффициента теплопроводности $\varkappa(l)$, что поучительно в методическом отношении. Коэффициент теплопроводности оболочки Земли $\varkappa$ складывается из двух частей: $\varkappa_{\text{р}}$ — решеточной части коэффициента теплопроводности, обусловленной обычным механизмом переноса тепла в диэлектриках за счет диффузии тепловых колебаний кристаллической решетки — фононов, $\varkappa_{\text{л}}$ — лучистой части коэффициента теплопроводимости, обусловленной переносом тепла инфракрасными электромагнитными волнами. Таким образом,

$$\varkappa = \varkappa_{\text{р}} + \varkappa_{\text{л}}. \qquad (53)$$

Теоретически можно определить зависимость $\varkappa_{\text{р}}$ от темпе-

ратуры и плотности через известные нам функции $\theta(\rho)$ и $\gamma(\rho)$ — дебаевскую температуру и параметр Грюнайзена

$$\varkappa_{\text{р}} = A\frac{V^{1/3}\theta^3}{\gamma^2 T}, \qquad (54)$$

где V — объем элементарной ячейки среды ($V \sim 1/\rho$), A — некоторая нормировочная постоянная, определяемая

Таблица 7

Значения термодинамических величин земного ядра при распределении температур вдоль кривой плавления

Глубина, *км*	T, °K	α (град$^{-1}$)·10^5	$\frac{c_p}{c_V}$	$\left(\frac{T_l}{T_{2900}}\right)_{\text{ад}}$
2900	4300	1,08	1,07	1
3600	4900	0,79	1,055	1,14
4400	5650	0,67	1,05	1,26
5000	6050	0,616	1,05	1,31
6371	6300	0,577	1,05	1,37

экспериментально. Оценим теперь изменение $\varkappa_{\text{р}}$ с глубиной. Обозначим индексами l и «100» величины, относящиеся к глубинам l и 100 *км* соответственно; тогда (54) перепишется следующим образом:

$$\varkappa_{\text{р}l} = \varkappa_{\text{р}\,100}\left(\frac{T_{100}}{T_l}\right)\left(\frac{\rho_{100}}{\rho_l}\right)^{1/3}\left(\frac{\gamma_{100}}{\gamma_l}\right)^2\left(\frac{\theta_l}{\theta_{100}}\right)^3. \qquad (55)$$

Для определения $\varkappa_{\text{р}100}$ предположим, что оболочка состоит из дунита (ультраосновная горная порода, близкая по своим физическим свойствам к мантийным породам), и воспользуемся экспериментальным значением для средней теплопроводности дунита при 0°C, $\varkappa_{\text{р}} = (T = 273\,°\text{K}) = 1{,}24\cdot10^{-2}$ *кал/см·сек·град*. Далее, из (55) следует, что на протяжении первых 100 *км* влияние температуры на изменение $\varkappa_{\text{р}}$ более существенно, чем влияние давления (или изменения плотности). Поэтому $\varkappa_{\text{р}\,100}$ можно найти из соотношения $\varkappa_{\text{р}} = \frac{\text{const}}{T}$. Определив постоянную из условия $\varkappa_{\text{р}} = 1{,}2\cdot10^{-2}$ при $T = 273\,°\text{K}$, получим const $= 3{,}4$ *кал/см·сек*, $\varkappa_{\text{р}\,100} = \frac{3{,}4}{T_{100}}$. Подставляя это в (55), определим окончательное выражение для решеточной части коэффициента теплопроводности оболочки:

$$\varkappa_{pl} = \begin{cases} \dfrac{3,4}{T} & \text{при } l \leqslant 100\ км, \\ \dfrac{3,4}{T_{100}}\left(\dfrac{T_{100}}{T_l}\right)\left(\dfrac{\rho_{100}}{\rho_l}\right)^{1/3}\left(\dfrac{\gamma_{100}}{\gamma_l}\right)^2\left(\dfrac{\theta_l}{\theta_{100}}\right)^2 & \text{при } 100 \leqslant l \leqslant 2900\ км. \end{cases} \quad (56)$$

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

$$\varkappa_л = \frac{16}{3}\,\frac{\sigma^* n^2 T^3}{\bar{\alpha}}, \quad (57)$$

где $\sigma^* = \dfrac{\pi^2 k^4}{60\hbar^3 c^2} = 1{,}37 \cdot 10^{-12}$ *кал/сек·см²·град⁴* — постоянная Стефана — Больцмана, $\bar{\alpha}$ — коэффициент поглощения, n — показатель преломления, c — скорость света в пустоте, $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π, k — постоянная Больцмана. Основная неопределенность в $\varkappa_л$ заключена в $\bar{\alpha}$. По-видимому, выбор подходящего значения $\bar{\alpha}$ для земных недр еще долго будет оставаться неопределенным. Пока подходящей оценкой можно считать $\bar{\alpha} \sim 100\ см^{-1}$.

Качественно изменение $\varkappa$ в оболочке Земли можно описать так. Вначале коэффициент теплопроводности убывает примерно по закону T^{-1} [формула (56)]. На глубинах 100—200 *км* темп нарастания температуры замедляется, а сами температуры становятся весьма высокими. В значении $\varkappa$ (53) становится заметным вклад $\varkappa_л$. Таким образом, где-то на глубинах 100—200 *км* расположен минимум коэффициента теплопроводности; другими словами, здесь находится теплозапирающий слой, препятствующий выходу тепла земных недр наружу. Мы здесь отвлекаемся от конвективного переноса тепла в этой зоне. Однако низкие значения $\varkappa$ в наружной зоне Земли в любом случае затрудняют вынос внутреннего тепла Земли наружу. По тем же причинам у Луны, Венеры, Марса и Меркурия примерно на тех же глубинах также должен располагаться аналогичный теплозапирающий слой. Значение $\varkappa$ в нижней мантии по крайней мере на порядок больше, чем в верхней мантии.

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

$$\frac{\varkappa}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k}{e}\right)^2 T = LT, \quad (58)$$

где k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, постоянная Лоренца $L = 5{,}86 \cdot 10^{-9}$ *кал·ом/сек·град⁻²*. Значение $\sigma \sim 3 \cdot 10^3\ ом^{-1} \cdot см^{-1}$ (см. § 4.3) и величина $T \sim 5 \cdot 10^3$ °К позволяет с помощью формулы (58) оценить коэффициент теплопроводности земного ядра:

$$\varkappa \sim 5{,}86 \cdot 10^{-9} \cdot 3 \cdot 10^3 \cdot 5 \cdot 10^3 \sim 0{,}1\ кал/см \cdot сек \cdot град. \quad (59)$$

Наконец, скажем несколько слов о вязкости земных недр. Этот важный параметр земных недр все еще характеризуется заметными неопределенностями. Вязкость земных недр можно приближенно оценить на основании следующих геофизических данных. Изучение послеледниковых поднятий дает следующую оценку средней вязкости астеносферы:

$$\eta \sim 10^{20} \div 10^{21}\ пуаз. \quad (60)$$

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

$$\bar{\eta} \ll 10^9\ пуаз\ (зона\ E). \quad (61)$$

Из физических соображений можно полагать, что вязкость внешнего ядра вряд ли больше 10^3 *пуаз*.

Распределение вязкости в оболочке Земли можно попытаться установить из физических соображений. Дело в том, что при высоких температурах $\left(T > \frac{2}{3} T_{пл}\right)$ твердые поликристаллические тела могут течь как вязкая жидкость. При этом перенос вещества осуществляется за счет самодиффузии, а сама вязкость именуется диффузионной. Диффузионную вязкость в твердых телах открыли теоретически независимо друг от друга Наббаро и Херринг на пороге пятидесятых годов. Обобщение диффузионной вязкости на случай высоких давлений и применение к физике оболочки Земли было сделано в Институте физики Земли АН СССР на пороге шестидесятых годов. С хорошим приближением диффузионную вязкость оболочки Земли η можно записать как экспоненциальную функцию приведенной температуры $\theta = T/T_{\text{пл}}$ ($T_{\text{пл}}$ — температура плавления в °K):

$$\eta \sim \eta_{100} e^{\zeta/\theta}, \qquad \zeta \sim 20 \div 30, \tag{62}$$

где для η_{100} можно взять оценку (60).

Если принять, что вязкость оболочки является диффузионной, то нетрудно проследить ее дальнейший ход, нормируя ее на глубине $l \sim 100$ *км* с помощью оценки (60). Пока приведенная температура θ растет, вязкость падает.

В области, где вещество подкорового слоя ближе всего к температуре плавления (θ максимально), вязкость минимальна. Затем θ начинает уменьшаться, а вязкость соответственно расти. В переходной зоне оболочки (зона C) вязкость возрастает на 2—3 порядка. Значение вязкости нижней мантии оценивается очень ненадежно. Как оценку, можно взять $\eta \sim 10^{24}$ *пуаз*, хотя истинная вязкость нижней мантии может отличаться на два порядка.