



Международный Университет
природы, общества и человека «Дубна»

В.С.Захаров, В.Б.Смирнов

Лекции по физике Земли

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Допущено Учебно-методическим объединением вузов РФ
по образованию в области прикладной геологии в качестве
учебного пособия для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по специальностям

130201 Геофизические методы поисков и разведки
месторождений полезных ископаемых» и

130202 «Геофизические методы исследования скважин»
направления подготовки 130200 «Технологии геологической
разведки» и 130300 «Прикладная Геология»

Москва

МАСКА

2010

Научная библиотека МГУ

УДК 550.3+551.1
ББК 26.21



19004357

Рецензенты:

Президент университета «Дубна», президент РАЕН, доктор технических наук, профессор *О.Л. Кузнецов*,
Заместитель директора Института физики Земли РАН доктор физико-математических наук *А.В. Пономарев*

Захаров В.С., Смирнов В.Б.

Лекции по физике Земли: учебное пособие / В.С.Захаров,
В.Б.Смирнов. - М.: ООО «ИПЦ „Маска“», 2010 — 264 с.: ил., табл.

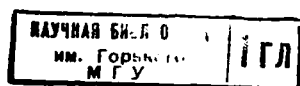
ISBN 978-5-91146-450-9

Книга представляет собой введение в проблематику, которой занимается физика Земли, рассматривает основные методы изучения строения Земли и процессов, протекающих в ней. В настоящем курсе лекций представлены все основные разделы физики Земли: геохронология, теория гравитационного поля и фигуры Земли, сейсмология, геотермия, теория магнитного поля Земли, теория эволюции и современной динамики Земли. Приведены также необходимые сведения из механики сплошной среды, реологии и физики твердого тела. В основу изложения материала положено традиционное для физики Земли рассмотрение физических основ явлений и процессов.

Пособие составлено на основе лекций, которые авторы читают в университете «Дубна» и на Геологическом факультете МГУ.

Пособие предназначено для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности "Геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых" и «Геофизические методы исследования скважин».

Книга представляет интерес для широкого круга студентов и аспирантов геолого-геофизического направления, а также для специалистов в области наук о Земле и для всех интересующихся данной тематикой.



УДК 550.3+551.1
ББК 26.21

ISBN 978-5-91146-450-9 © Захаров В.С., Смирнов В.Б., текст, 2010
© Международный Университет природы, общества и человека «Дубна», 2010
© Геологический факультет МГУ, 2010

СОДЕРЖАНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ	3
ВВЕДЕНИЕ	5
1. ОСНОВЫ ГЕОХРОНОЛОГИИ.....	7
1.1. Понятие о ГЕОХРОНОЛОГИИ	7
1.2. ГЕОХРОНОЛОГИЯ НА ОСНОВЕ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ	9
1.3. РУБИДИЙ-СТРОНЦИЕВЫЙ МЕТОД	14
1.4. УРАН-СВИНЦОВЫЙ МЕТОД.....	17
1.5. ТОРИЙ-СВИНЦОВЫЙ МЕТОД.....	21
1.6. КАЛИЙ-АРГОНОВЫЙ МЕТОД.....	22
1.7. АРГОН-АРГОНОВЫЙ МЕТОД	23
1.8. САМАРИЙ-НИОДИМОВЫЙ МЕТОД.....	23
1.9. РЕНИЙ-ОСМИЕВЫЙ МЕТОД.....	24
1.10. ТРЕКОВЫЙ МЕТОД ДАТИРОВОК	25
1.11. ВОЗРАСТ ЗЕМЛИ И ВОЗРАСТ МЕТЕОРИТОВ	28
2. РЕОЛОГИЯ ВЕЩЕСТВА ЗЕМЛИ.....	29
2.1. Вводные замечания.....	29
2.2. Напряжения и деформации	30
2.3. Упругость и вязкость	33
2.4. Оценка вязкости астеносферы (верхней мантии) по последледниковому поднятию	37
2.5. Линейные реологические тела.....	41
2.6. Механизмы вязкости твердого тела	46
2.7. Реология различных оболочек Земли (основные результаты).....	51
3. ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ И ФИГУРА ЗЕМЛИ.....	55
3.1. Из истории гравиметрии	55
3.2. Общие сведения и понятия.....	59
3.3. Потенциал силы тяжести	65
3.4. Фигура Земли	69
3.5. Гравитационные аномалии Земли.....	76
4. ОСНОВЫ СЕЙСМОЛОГИИ	87
4.1. Сейсмические волны	87
4.2. Сейсмические лучи	92

4.3. ГОДОГРАФЫ	97
4.4. ОБРАЩЕНИЕ ГОДОГРАФОВ	105
4.5. СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ ПО СЕЙСМОЛОГИЧЕСКИМ ДАННЫМ	111
4.6. СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗЕМЛИ	121
5. МОДЕЛИ ЗЕМЛИ	130
5.1. ПЛОТНОСТЬ ЗЕМЛИ	130
5.2. СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЗЕМЛИ (СКЗ).....	140
5.3. СОВРЕМЕННЫЕ РАДИАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ ЗЕМЛИ	148
5.6. СЕЙСМИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ	151
6. ГЕОТЕРМИЯ.....	157
6.1. ПРЕДМЕТ ГЕОТЕРМИИ	157
6.2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ВЕРХНИХ ЧАСТЯХ ЗЕМЛИ (КОРА и ВЕРХНЯЯ МАНТИЯ).....	158
6.3. ТЕМПЕРАТУРА В НИЖНЕЙ МАНТИИ И ЯДРЕ ЗЕМЛИ	169
6.4. ИСТОЧНИКИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ ЗЕМЛИ	174
6.5. ТЕРМИЧЕСКАЯ ИСТОРИЯ ЗЕМЛИ	180
6.6. ПРИРОДА ОСНОВНЫХ ГРАНИЦ В ЗЕМЛЕ.....	182
7. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЗЕМЛИ ...	189
7.1. СОВРЕМЕННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ	189
7.2. ГЛАВНОЕ И АНОМАЛЬНОЕ ПОЛЕ.....	198
7.3. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЗЕМЛИ.....	209
7.4. МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ	213
7.5 ОСНОВЫ ПАЛЕОМАГНИТОЛОГИИ	221
8. ИЗБРАННЫЕ ГЛАВЫ ГЕОДИНАМИКИ	231
8.1. ПРЕДМЕТ ГЕОДИНАМИКИ.....	231
8.2. ТЕКТНИКА ПЛИТ. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ	232
8.3. ЛИТОСФЕРА И АСТЕНОСФЕРА	236
8.4. КОНСТРУКТИВНЫЕ ГРАНИЦЫ ПЛИТ. ОКЕАНИЧЕСКИЕ ХРЕБТЫ	239
8.5. ЗОНЫ СУБДУКЦИИ	244
8.6. ТРАНСФОРМНЫЕ РАЗЛОМЫ И ТРОЙНЫЕ СОЧЛЕНЕНИЯ	249
8.7. ВУЛКАНИЗМ И ГОРЯЧИЕ ТОЧКИ.....	251
8.8. ДВИЖЕНИЯ ПЛИТ	254
ЛИТЕРАТУРА.....	259

ВВЕДЕНИЕ

Раздел физики, изучающей состояние вещества и строение нашей планеты, носит название *геофизики*, то есть физики планеты Земля. Все свойства внутреннего строения планеты весьма многообразны, так что в одном курсе рассмотреть их невозможно. Под геофизикой часто понимают физику всей планеты Земля (глобальная геофизика). Если предметом изучения являются отдельные *оболочки* нашей планеты, то говорят о физике атмосферы, физике гидросферы, физике (твердой) Земли, физике земной коры (разведочная геофизика) и т. п.

Большой интерес, кроме того, представляет строение и физические поля других планет Солнечной системы. Исследование строения планет помогает нам понять и космогонические проблемы: как произошла Солнечная система, и каковы возможные пути дальнейшей эволюции.

Целью данного учебного пособия является рассмотрение Земли как физического тела, знакомство с методами изучения и современными представлениями о физике недр Земли, ее строении и эволюции.

Источниками информации служат геофизические поля, прежде всего *гравитационное, тепловое и электромагнитное*, а также данные *сейсмологии*, которая является одним из основных инструментов для построения моделей Земли. Для получения необходимой геофизической информации проводятся:

- гравитационные наблюдения: наземные (измерения ускорения g , приливные наблюдения) и космические (по движениям спутников определяется ускорение g , прецессия, нутации, момент инерции Земли и т. д.);
- сейсмологические наблюдения за распространением объемных и поверхностных волн, собственными колебаниями Земли;
- изучение магнитного поля (магнитная съемка);
- изучение электропроводности (магнитотеллурические и др. методы);
- геотермические наблюдения (измерения теплового потока, теплофизических параметров и др.);
- радиоизотопные исследования;
- геохимические исследования;
- реологические исследования;

- изучение свойств вещества при высоких давлениях.

В настоящем пособии рассмотрены основные разделы физики Земли: геохронология, реология вещества Земли, гравитационное поле и Земли, основы сейсмологии, модели Земли (распределение параметров в Земле), геотермия и модели эволюции Земли, магнитное поле и электропроводность Земли, а также основные темы геодинамики и глобальной тектоники.

1. ОСНОВЫ ГЕОХРОНОЛОГИИ

1.1. Понятие о геохронологии

Геохронология — раздел наук о Земле, изучающий хронологическую последовательность формирования и возраст горных пород, слагающих Землю. Различают *относительную* и *абсолютную* геохронологию.

1.1.1. Относительная геохронология

Относительная геохронология заключается в определении относительного возраста горных пород, который даёт представление о том, какие отложения в земной коре являются более молодыми, а какие — более древними, без оценки длительности времени, протекшего с момента их образования.

Для определения относительного возраста слоистых осадочных и пирокластических пород, а также вулканических пород (лав) широко применяется принцип последовательности напластования (закон Стенсена или Стено). Согласно этому принципу, каждый вышележащий пласт моложе нижележащего (при ненарушенной последовательности залегания слоистых горных пород). Относительный возраст интрузивных пород и других неслоистых геологических образований определяется по их соотношению с толщами слоистых горных пород (какие слои они прорывают и какими перекрываются).

Послойное расчленение геологического разреза, то есть установление последовательности напластования слагающих его пород, составляет стратиграфию данного района. Для сравнения стратиграфии удалённых друг от друга территорий (районов, стран, материков) и установления в них толщ близкого возраста используется палеонтологический метод, основанный на изучении захороненных в пластах горных пород окаменевших останков вымерших животных и растений (морских раковин, отпечатков листьев и т. д.). Сопоставление окаменелостей различных пластов позволило установить процесс необратимого развития органического мира и выделить в геологической истории Земли ряд этапов со свойственным каждому из них комплексом животных и растений. Исходя из этого, сходство флоры и фауны в пластах

осадочных пород может свидетельствовать об одновременности образования этих пластов, то есть об их đồngовозрастности.

Впервые этот метод определения относительного возраста горных пород был применен в начале XIX в. У. Смитом в Великобритании и Ж. Кювье во Франции.

1.1.2. Абсолютная геохронология

Абсолютная геохронология устанавливает т.н. *абсолютный возраст* горных пород, то есть возраст, выраженный в единицах времени, обычно в миллионах лет.

Принцип измерения времени в геологии тот же, что и в повседневной жизни — для этого используется некоторый процесс, обладающий *естественным неизменным масштабом времени*. Однако для геологического времени, из-за его длительности, возникает ряд серьезных проблем. Во-первых, геологические «часы» должны гарантировать постоянство своего хода в течение нескольких миллиардов лет. Во-вторых, внешняя среда не должна оказывать никакого влияния на отсчет времени. Таким образом, на геохронологию, составляющую основу изучения истории Земли, накладываются очень жесткие ограничения.

Найти «часы», которые бы позволяли надежно устанавливать возраст горных пород, время проявления и длительность геологических процессов, в макромире не удалось. Метод, который полностью удовлетворяет всем этим требованиям, связан с явлением *радиоактивного распада*, который был открыт в 1896 г. французским физиком А. Беккерелем. Было установлено, что процесс радиоактивного распада происходит с постоянной скоростью, как на нашей Земле, так и вне нее. На этом основании П. Кюри (1902 г.) и независимо от него Э. Резерфорд (1902 г.) высказали мысль о возможности использования радиоактивного распада элементов в качестве меры геологического времени.

Процесс радиоактивного распада в квантовой механике описывается через вероятность преодоления потенциального барьера частицами атомного ядра. Энергии так велики, а размеры ядра так малы, что обычные физические условия, в том числе любые давления и температуры глубоких недр Земли, не влияют на вероятность распада ядра. Наиболее сильным является воздействие космического излучения, достигающего Земли: энергии этого излучения вполне достаточно, чтобы изменить ход радиоактивных

процессов. Однако для геохронологических задач реальные затруднения возникают при этом лишь в оценке возраста метеоритов; для земных пород в силу их глубокого залегания этим осложнением можно пренебречь.

Первые определения возраста по отношению Pb/U были сделаны в США Б. Болтвудом в 1907 г. Для трех образцов уранита были получены значения возраста от 410 до 535 млн. лет, которые хорошо согласуются с более поздними датировками.

1.2. Геохронология на основе радиоактивного распада. Общая теория

1.2.1. Закон радиоактивного распада

Хорошо известным является уравнение, описывающее процесс распада радиоактивных атомов:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (1.1)$$

где N — количество атомов, λ — постоянная распада. Это означает, что количество распадов за единицу времени (скорость распада) прямо пропорционально количеству N имеющихся к данному моменту времени атомов. Следует отметить, что явление радиоактивного распада описывается этой формулой *статистически*, не учитывая особенности внутреннего строения атомных ядер.

Интегрирование уравнения (1.1) для начального числа ядер N_0 при $t = 0$ дает основное уравнение, используемое во всех определениях возраста радиоактивными методами:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.2)$$

Скорость распада $A = dN/dt$ также подчиняется такому же уравнению:

$$A = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.3)$$

где A_0 — начальная скорость распада.

Для характеристики скорости процесса, кроме постоянной λ , используют *период полураспада* $T_{1/2}$ — время, за которое количество исходного вещества уменьшается вдвое:

$$N(T_{1/2}) = N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}.$$

Логарифмирование этого соотношения дает

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0.69315}{\lambda}. \quad (1.4)$$

Основной закон радиоактивного распада (1.2) используется для определения абсолютного возраста горных пород. В процессе радиоактивного распада исходных элементов образуются новые элементы — продукты распада (см. таблицу 1.1).

1.2.2. Формула для определения возраста

Для определения абсолютного возраста необходимо измерить концентрацию N атомов исходного вещества и концентрацию D атомов образовавшегося (дочернего) вещества, при условии сохранности того и другого.

$$D = N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}).$$

Беря отношение D/N , избавляемся от неизвестной начальной концентрации N_0 :

$$D = N(e^{\lambda t} - 1). \quad (1.5)$$

Уравнение (1.5) связывает количество дочерних атомов с количеством исходных атомов, измеренных в один и тот же момент времени t . Это позволяет определить время, прошедшее с начала распада:

$$t = \frac{\ln(1 + D/N)}{\lambda}, \quad (1.6)$$

или, используя период полураспада:

$$t = \frac{\ln(1 + D/N) T_{1/2}}{0.69315}. \quad (1.6^*)$$

Это и есть основная расчетная формула для определения абсолютного возраста по измеренным значениям концентрации родительского и дочернего элементов. Концентрации исходных и дочерних изотопов при этом определяются масс-спектрометрами.

На рис. 1.1 показано изменение количественных характеристик ядерного распада со временем. С течением времени количество атомов родительских элементов уменьшается по экспоненциальному закону, а количество образующихся из них дочерних элементов соответствующим образом увеличивается. На правой вертикальной оси рис. 1.1 отложена доля дочерних элементов относительно родительских (с течением времени это отношение быстро увеличивается).

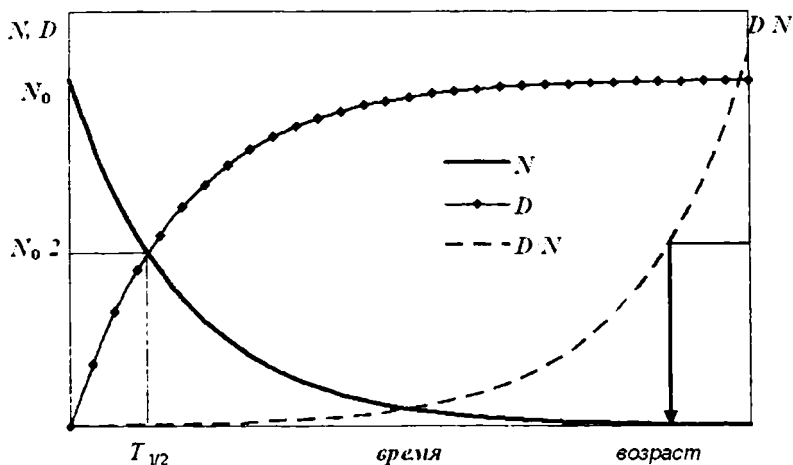


Рис. 1.1. Схема радиоактивного распада. Измерение с течением времени количества атомов (концентрации) исходного N , дочернего D вещества и их отношения N/D (построено в другом масштабе).

В геохронологических исследованиях применяются главным образом радиоактивные семейства, приведенные в таблице 1.1.

Названия изотопно-геохронологических методов обычно образуются из названий радиоактивных изотопов и конечных продуктов их распада. По этому признаку различают: уран-торий-свинцовый (часто уран-свинцовый), калий-аргоновый, рубидий-стронциевый, рений-осмиевый и другие методы, которые мы рассмотрим ниже. Иногда названия даются только по конечному (стабильному) продукту радиоактивного превращения: свинцовый, аргоновый, стронциевый методы и т. д.

При применении приведенного выше метода предполагается, что в дальнейшем минерал не терял и не получил извне атомов обоих видов (то есть система *замкнута*), а также в исходном минерале не было атомов продукта распада в начальный момент. Если последнее условие достаточно обосновано, так как вряд ли можно ожидать попадания в решетку минерала в начальный момент заметного количества примесей (такие случаи обычно легко различимы), то первое предположение вызывает сомнение. Особенно это относится к газообразным продуктам. Таким образом, можно ожидать трудностей при использовании гелиевого метода (то есть

Таблица 1.1. Схемы распада и значения констант для радиоактивных изотопов, используемых в геохронологии.

Исходный изотоп	Дочерний изотоп	Продукты распада	Константа распада λ , 1/год	Период полураспада $T_{1/2}$, лет		Теплогенерация (Вт/кг)
^{238}U	^{206}Pb	$8\alpha + 6\beta$	$1.55 \cdot 10^{-10}$	$4468 \cdot 10^6$		$9.4 \cdot 10^{-5}$
^{235}U	^{207}Pb	$7\alpha + 4\beta$	$9.85 \cdot 10^{-10}$	$704 \cdot 10^6$		$5.7 \cdot 10^{-4}$
^{232}Th	^{208}Pb	$6\alpha + 4\beta$	$4.95 \cdot 10^{-11}$	$14010 \cdot 10^6$		$2.7 \cdot 10^{-5}$
^{87}Rb	^{87}Sr	β	$1.42 \cdot 10^{-11}$	$48800 \cdot 10^6$		
^{147}Sm	^{143}Nd	α	$6.54 \cdot 10^{-12}$	$106000 \cdot 10^6$		
^{40}K	^{40}Ca	β	$4.96 \cdot 10^{-10}$	$1400 \cdot 10^6$	$1250 \cdot 10^6$	$2.8 \cdot 10^{-5}$
	^{40}Ar	захват электрона	$5.81 \cdot 10^{-11}$	$11900 \cdot 10^6$		
^{39}Ar	^{39}K	β	$2.57 \cdot 10^{-3}$	269		
^{176}Lu	^{176}Hf	β	$1.94 \cdot 10^{-11}$	$35000 \cdot 10^6$		
^{187}Re	^{187}Os	β	$1.52 \cdot 10^{-11}$	$45600 \cdot 10^6$		
^{14}C	^{14}N	β	$1.21 \cdot 10^{-4}$	5730		

основанного на α -распаде), который применим лишь для минералов с плотной ненарушенной упаковкой. Существует также целый ряд других проблем, связанных с корректной датировкой.

1.2.3. Определение возраста в случае серии распадов

Схемы радиоактивного распада не столь просты, как описано выше. Многие радиоактивные элементы проходят через *серию распадов*, прежде чем получится стабильный изотоп. В этом случае процесс превращения описывается набором уравнений.

Если обозначить через N число атомов элемента родоначальника в момент t , через N_1, N_2, \dots, N_{n-1} — то же для промежуточных членов семейства, через D число атомов устойчивого продукта превращений, то будем иметь следующие соотношения, определяющие процесс превращения:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dt} = -\lambda N \\ \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + \lambda N \\ \dots \\ \frac{dN_{n-1}}{dt} = -\lambda_{n-1} N_{n-1} + \lambda_{n-2} N_{n-2} \\ \frac{dD}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1} \end{array} \right. \quad (1.7)$$

Здесь λ_i означает константу превращения для i -го элемента семейства. Решение этой системы значительно сложнее, чем уравнения (1.1).

Однако для серий распада урана и тория период полураспада для первого распада на много порядков больше, чем для остальных распадов в серии ($T_{1/2} \gg T_{1/2i}$, или $\lambda \ll \lambda_i$). В этом случае можно полагать, что концентрации промежуточных членов ряда практически не изменяется $dN_i/dt \approx 0$, и мы получаем так называемый случай *векового равновесия* ($\lambda_i N_i = \lambda N$). Тогда решение системы (1.7) упрощается, и имеем:

$$\left\{ \begin{array}{l} N = N_0 e^{-\lambda t} \\ N_i = \frac{\lambda}{\lambda_i} N, (i = 1, \dots, n-1), \\ D = N_0 (1 - e^{-\lambda t}) \end{array} \right. \quad (1.8)$$

где N_0 — число атомов элемента родоначальника в момент $t = 0$. Обычно удобнее пользоваться формулой, не содержащей N_0 :

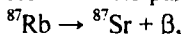
$$D = N (e^{\lambda t} - 1) \quad (1.9)$$

В этом случае возраст может быть также определен по формуле (1.6).

При определении абсолютного возраста необходимо учитывать также такие важные факторами, как выбор наиболее подходящего метода, доказательство замкнутости системы, влияние запирающей температуры и т. д.

1.3. Рубидий-стронциевый метод

Изотоп ^{87}Rb радиоактивен и при распаде образует ^{87}Sr :



существует также ^{86}Sr , но этот изотоп образуется не вследствие распада. Для распада ^{87}Rb в ^{87}Sr уравнение (1.5) дает:

$$[^{87}\text{Sr}]_c = [^{87}\text{Rb}]_c(e^{\lambda t} - 1),$$

где $[^{87}\text{Rb}]_c$ и $[^{87}\text{Sr}]_c$ — количество атомов ^{87}Rb и ^{87}Sr в настоящий момент, соответственно, t — время, прошедшее после образования минерала. Т.к. ^{87}Sr может содержаться в породе и независимо от распада ^{87}Rb , то окончательно для ^{87}Sr имеем:

$$[^{87}\text{Sr}]_c = [^{87}\text{Sr}]_0 + [^{87}\text{Rb}]_c(e^{\lambda t} - 1), \quad (1.10)$$

где $[^{87}\text{Sr}]_0$ — содержание ^{87}Sr до начала распада.

Поскольку ^{86}Sr не является продуктом распада, то его количество не меняется со временем

$$[^{86}\text{Sr}]_c = [^{86}\text{Sr}]_0,$$

и его можно использовать для сопоставления. Нормируя (1.10) на $[^{86}\text{Sr}]_c$, имеем

$$\left[\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right]_c = \left[\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right]_0 + \left[\frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \right]_c (e^{\lambda t} - 1), \quad (1.11)$$

где λ — постоянная распада ^{87}Rb ($1.42 \cdot 10^{-11}$ год $^{-1}$).

Рассмотрим магму, полностью однородную по содержанию различных изотопов, из которой затем выделяются те или иные минералы. Разные минералы, слагающие данную породу, будут характеризоваться различными значениями отношения Rb/Sr . Например, биотит и калиевый полевой шпат обладают более высоким отношением Rb/Sr , чем пироксен и кальциево-натриевый полевой шпат. Но в момент своего образования они будут иметь одинаковое отношение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$.

На рис. 1.2 обозначены четыре минерала, имевшие во время кристаллизации породы состав A_0, B_0, C_0, D_0 . Предположим, что эти минералы остаются замкнутыми подсистемами, единственное изменение в которых сводится к возрастанию количества ^{87}Sr вследствие распада ^{87}Rb , так что A_0 переходит в положение A_1, B_0 — в B_1 и т. д. Рост отношения $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ будет пропорционален отношению

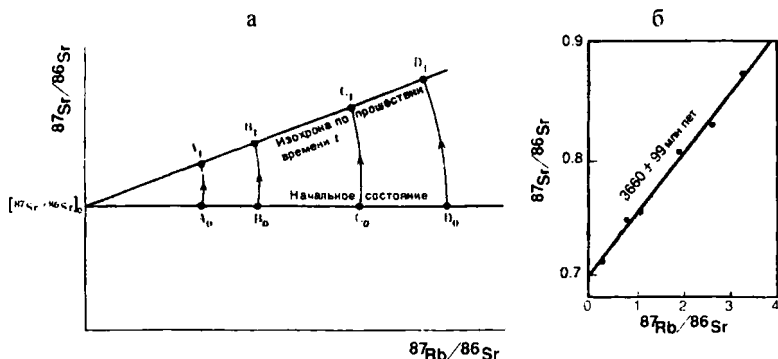


Рис. 1.2. Рубидий-стронциевый метод. (а) Пример построения рубидий-стронциевой изохроны для породы, содержащей четыре минерала. Современные отношения изотопов стронция в этих минералах определяют положение линии A_1D_1 , которая представляет собой изохрону. При образовании породы все минералы имели одинаковые начальные отношения $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ (A_0D_0). (б) Определение возраста гнейсов западной Гренландии, по (Moorbath et al., 1972).

Rb/Sr для каждого минерала (A—D) в соответствии с уравнением (1.11).

Поскольку λ мало, то для определения возраста геологических образований даже при самых больших временах (порядка 10^9 лет) можно использовать приближение $(e^{\lambda t} - 1) \approx \lambda t$. Тогда в каждый данный момент λt будет иметь одно и то же значение для всех четырех минералов; конечно, одинаковым для всех минералов будет и $[^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}]_0$. Таким образом, все точки A_1 , B_1 , C_1 , и D_1 будут лежать на одной прямой, или *изохроне* (линии равного времени), описываемой выражением

$$\left[\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right]_c = \left[\frac{^{87}\text{Sr}}{^{86}\text{Sr}} \right]_0 + \left[\frac{^{87}\text{Rb}}{^{86}\text{Sr}} \right]_c \cdot \lambda t, \quad (1.12)$$

то есть *линейной функцией* времени t .

Возраст t породы можно рассчитать (зная λ) по наклону изохроны, который определяется просто как λt . Практически наклон определяется по методу наименьших квадратов. Отметим, что метод изохрон позволяет установить возраст в закрытой системе

при неизвестном количестве стронция с неизвестным изотопным составом.

Начальный изотопный состав стронция определяется по пересечению изохроны с вертикальной осью: по этому начальному составу мы можем судить об источнике магмы, для которой устанавливается возраст. Полагают, что отношение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ для всей Земли сразу же после ее образования было такое же, как у базальтовых метеоритов-ахондритов, то есть примерно 0.699. Соответствующая величина для современных океанических базальтов (мантийного происхождения) составляет около 0.703—0.704, отношение изотопов стронция выросло за время существования Земли от 0.699 примерно до 0.704. Это следует из того, что среднее отношение Rb/Sr для мантийных пород составляет 0.02—0.03. Изменение отношения изотопов стронция показано линией OA (кривая роста) рис. 1.3.

Рассмотрим вещество коры, выделившееся из мантии много времени назад. Сразу после выделения из мантии отношение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ в этом веществе было таким же, как в мантии, где процессы химической дифференциации мало влияют на изотопные соотношения. Но в коре отношение Rb/Sr много выше, чем в мантии, поэтому кривая роста для коры будет значительно круче (рис. 1.3). Начало каждой конкретной кривой роста для корового материала зависит от времени, когда произошло его выделение, а наклон такой кривой определяется отношением Rb/Sr . На рис. 1.3 показано положение кривых роста для коры, стабилизировавшейся 3 млрд. лет (выходят из т.В) назад и 500 млн. лет назад (выходят из т.С) для отношений $\text{Rb}/\text{Sr} = 0.1$ (сплошная линия) и для 0.5 (штриховая линия). Ясно, что кривые роста для коры быстро достигают значений, превышающих современное мантийное отношение, и это позволяет различать исходные магмы мантийного и корового происхождения.

Рассмотрим для примера плавление мантийного или корового вещества с нынешними значениями $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$. Магмы, представляющие собой простые дериваты мантийного вещества, не могут иметь начальные отношения выше 0.704, в то время как коровые расплавы будут характеризоваться более высокими отношениями, достигнутыми более древней континентальной корой (зачастую значительно выше 0.710). Возможные значения отношения изотопов стронция в коровых расплавах отличаются

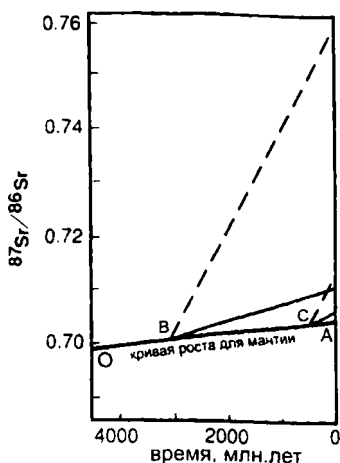


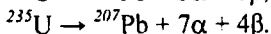
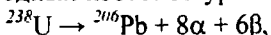
Рис. 1.3. Схема взаимного расположения кривых роста отношения изотопов стронция для мантии Земли (ОА) и для пород двух возрастов — 3 млрд. лет (выходят из т.В) и 0.5 млрд лет (выходят из т.С). Начальное отношение для породы, образовавшейся сравнительно недавно путем выплавления из мантии, как правило, не превышает 0.704, а для породы, образовавшейся путем плавления коры, имеющей возраст 3 млрд. лет, — напротив, как правило, больше 0.704 и часто больше 0.710. Кривые роста для коры показаны для отношения Rb/Sr = 0.1 (сплошная линия) и для 0.5 (штриховая линия), вообще эти отношения варьируются от 0.05 до 1.0.

большим разнообразием, и часто смешение коровых и мантийных магм затрудняет анализ. Однако если начальное отношение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ породы меньше или равняется 0.704, такая порода, несомненно, имеет мантийное происхождение.

Rb-Sr метод успешно используется не только для определения возраста земных пород, но и для лунных и метеоритов. В частности, по дунитам, норитам и другим породам лунных материков, этим методом получены возрасты 4.3—4.6 млрд. лет, то есть сопоставимые с принятым возрастом Земли.

1.4. Уран-свинцовый метод

Свинцовый метод основан на исследованиях радиогенного свинца в минералах (уранините, монаците, цирконе, ортите). Этот метод определения абсолютного возраста аналогичен описанному рубидий-стронциевому (Rb/Sr) методу, но более сложен, так как необходимо учитывать образование двух изотопов свинца из двух исходных изотопов урана (см. табл. 1.1):



Распад описывается уравнениями:

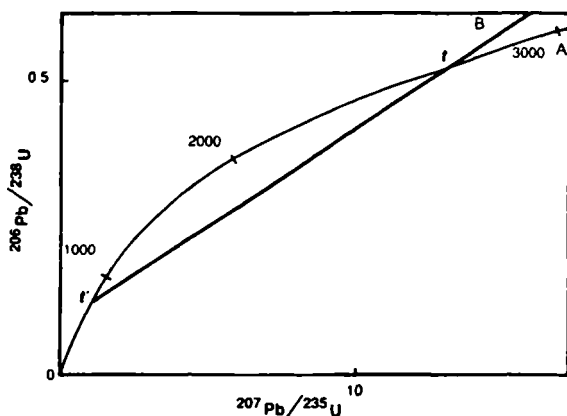


Рис. 1.4.
Определение
абсолютного
возраста по
пересечению
конкордии (OA)
и изохроны (OB).

$$\left[{}^{206}\text{Pb} \right]_f = \left[{}^{238}\text{U} \right]_f \left(e^{\lambda_{238}t} - 1 \right), \quad (1.13)$$

$$\left[{}^{207}\text{Pb} \right]_f = \left[{}^{235}\text{U} \right]_f \left(e^{\lambda_{235}t} - 1 \right), \quad (1.14)$$

где λ_{238} и λ_{235} — константы распада ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{235}\text{U}$ соответственно.

Если разделить уравнение (1.14) на (1.13), то получится уравнение

$$\left[\frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{206}\text{Pb}} \right]_c = \frac{\left(e^{\lambda_{235}t} - 1 \right)}{\left(e^{\lambda_{238}t} - 1 \right)} \left[\frac{{}^{235}\text{U}}{{}^{238}\text{U}} \right]_c. \quad (1.15)$$

Это уравнение даёт наиболее близкие к истинным значениям возраста, что связано с малой его зависимостью от возможных потерь урана и свинца минералом на протяжении его геологической жизни. Оно в принципе позволяет вычислить возраст только по одному измеренному отношению ${}^{207}\text{Pb}/{}^{206}\text{Pb}$, поскольку в настоящее время отношение $\left[{}^{235}\text{U}/{}^{238}\text{U} \right]_c = 1/137.88 = 0.00725 = I$, и практически во всех минералах и горных породах одинаково. Совпадение значений возраста, полученных по всем уравнениям (1.13)—(1.15), свидетельствует о хорошей сохранности исследованного минерала, правильности проведённых анализов и достоверности вычисленного абсолютного возраста.

Однако чаще различные уравнения дают разные значения возраста одного и того же минерала. В этом случае для установления истины прибегают к построению диаграммы в координатах

^{206}Pb , ^{238}U - ^{207}Pb , ^{235}U (рис. 1.4). На неё наносят кривую ОА (*конкордия*), вычисленную теоретически по (1.15) для разных возрастов, и прямую ОВ (изохрона), на которую ложатся результаты измерений для нескольких исследованных разновозрастных минералов. Истинным возрастом считается значение на пересечении кривой ОА с прямой ОВ.

Поскольку все радиоактивные минералы содержат наряду с радиогенным свинцом примесь свинца обыкновенного, при вычислении возраста приходится вносить поправку. Для того чтобы избежать этого, был предложен метод определения возраста, основанный на измерении изотопного состава свинца в нескольких минералах одной и той же породы с целью построения по полученным результатам изохроны. Обычный свинец состоит из смеси четырёх изотопов ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb . Нерадиогенный изотоп свинца ^{204}Pb образовался не путем распада и поэтому может использоваться для сопоставлений.

Рассмотрим систему, первоначально однородную по распределению изотопов, которая затем делится на подсистемы с различными значениями отношения U/Pb .

Содержание каждого радиогенного изотопа относят к содержанию нерадиогенного изотопа ^{204}Pb (аналогично тому, как это делается в Rb-Sr методе):

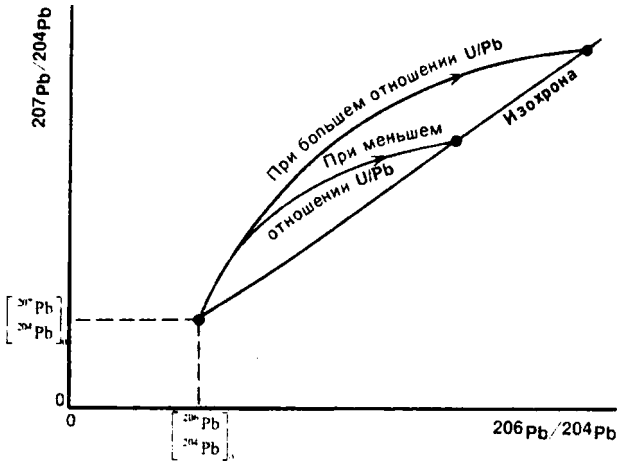
$$\left[\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right]_c = \left[\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right]_0 + \left[\frac{^{238}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} \right]_c (e^{\lambda_{238}t} - 1), \quad (1.16)$$

$$\left[\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right]_c = \left[\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right]_0 + \left[\frac{^{235}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} \right]_c (e^{\lambda_{235}t} - 1). \quad (1.17)$$

Уравнения (1.16) и (1.17) описывают уран-свинцовые изохроны (аналогично описанному выше) и дают две почти независимые оценки возраста горной породы. Содержание изотопов свинца и урана можно измерить для разных минералов горной породы или для родственных пород одной свиты. Таким образом, можно проверить согласованность определений возраста, пользуясь только измерениями урана и свинца.

Обычно бывает удобнее измерять содержание только изотопов свинца. Взяв отношение (1.17) и (1.16), можно получить зависимость между $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ и $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$:

а



б

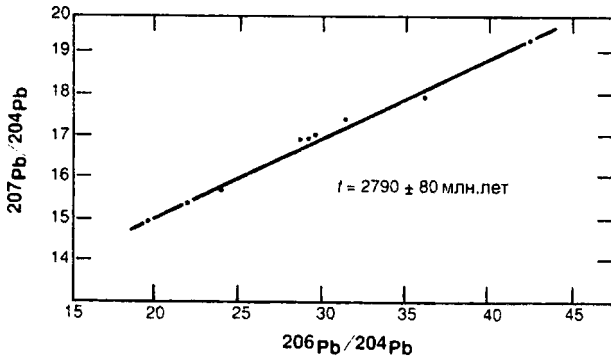


Рис. 1.5.
Кривые роста
для
соотношений
изотопов
свинца и
построенная
по ним
изохрона.
(а) Принцип
построения.
(б) Пример
построения
изохроны,
соответствующей
возрасту
2790 млн. лет,
по (Rosholt et al., 1973).

$$\left[\frac{207 \text{ Pb}}{204 \text{ Pb}} \right]_c = \left[\frac{206 \text{ Pb}}{204 \text{ Pb}} \right]_c \left[\frac{235 \text{ U} (e^{\lambda_{235} t} - 1)}{238 \text{ U} (e^{\lambda_{238} t} - 1)} \right]_c +$$

$$+ \left(\left[\frac{207 \text{ Pb}}{204 \text{ Pb}} \right]_0 - \left[\frac{235 \text{ U} (e^{\lambda_{235} t} - 1)}{238 \text{ U} (e^{\lambda_{238} t} - 1)} \right]_c \left[\frac{206 \text{ Pb}}{204 \text{ Pb}} \right]_0 \right)$$

(1.18)

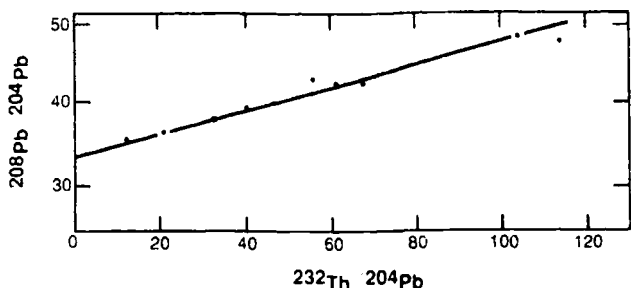
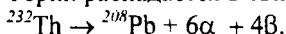


Рис. 1.6.
Определение
возраста
торий-
свинцовым
методом, по
(Rosholt et
al., 1973).

Отношение $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ равно $1/137.88 = 0.00725$. Величина в круглых скобках одинакова для всех образцов, в которых t лет назад изотопы были распределены равномерно и которые с тех пор оставались изолированными (замкнутыми) системами. Поэтому (1.18) описывает линейную (с учетом $\lambda_{235}t \ll 1$, $\lambda_{238}t \ll 1$) зависимость между отношениями $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ и $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$. Соответствующая прямая называется *изохроной свинец-свинец*, и по ее наклону можно найти время t . На рис. 1.5. показаны кривые роста для соотношений изотопов свинца и построенная по ним изохрона.

1.5. Торий-свинцовый метод

Торий распадается в свинец по схеме:



Уравнение (1.5) для данного распада имеет вид

$$\left[\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right]_c = \left[\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right]_0 + \left[\frac{^{232}\text{Th}}{^{204}\text{Pb}} \right]_c (e^{\lambda t} - 1),$$

и возраст рассчитывается с помощью (1.6) по современным отношениям $^{232}\text{Th}/^{208}\text{Pb}$. Используя нерадиоγενный ^{204}Pb для нормировки, получаем уравнение

$$\left[\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right]_c = \left[\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right]_0 + \left[\frac{^{232}\text{Th}}{^{204}\text{Pb}} \right]_c (e^{\lambda t} - 1), \quad (1.19)$$

которое описывает *торий-свинцовую изохрону*, по наклону которой можно определить возраст (рис. 1.6). Торий-свинцовый метод может быть более надежен, чем уран-свинцовый, поскольку торий менее мобилен, чем уран.

Часто перечисленные методы объединяют в семейство уран-торий-свинцовых методов. Если, в итоге, по всем четырем изотопным отношениям получены одинаковые датировки, то можно считать, что возраст определен надежно. Исследуемый минерал на протяжении всего времени существования оставался замкнутой системой относительно U, Th и Pb. Однако нередки случаи, когда по разным изотопным отношениям получаются разные оценки возраста. Чаще всего

$$t(^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}) > t(^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}) > t(^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}) > t(^{208}\text{Pb}/^{232}\text{Th}).$$

Такие соотношения свидетельствуют о потере минералом радиогенного свинца. Влияние потери меньше всего сказывается на отношении $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$, в связи с тем, что фракционирования изотопов свинца при этом процессе почти не происходит. Поэтому возрастная датировка по свинцово-свинцовому отношению принимается обычно в качестве наиболее близкой к действительному возрасту образца.

Анализ по U-Th-Pb методу обломочных зерна циркона, из метаосадочных пород позднеархейского зеленокаменного пояса блока Илгарн (Зап. Австралия), показал возраст 4.1—4.3 млрд. лет.

1.6. Калий-аргоновый метод

Калий состоит из трех изотопов — ^{39}K , ^{40}K и ^{41}K , из которых только ^{40}K обладает естественной радиоактивностью. Немецкий физик Вейцзекер (1937) установил, что ^{40}K претерпевает двойной распад — в ^{40}Ar и ^{40}Ca . В ^{40}Ca путем β -распада переходит 89.05 % ядер ^{40}K , а в ^{40}Ar , посредством захвата электрона — 10.95 %. Двойной распад ^{40}K позволяет определять возраст K-содержащих минералов и пород по двум геохронометрам. Но распад ^{40}K в ^{40}Ca широкого применения в геохронологии не получил, так как природный кальций, содержащийся во многих породах и минералах, имеет то же массовое число, что и радиогенный ^{40}Ca , и отличить их очень трудно.

Наиболее надежной оказалась K-Ar ветвь распада. Учитывая длительность периода полураспада ^{40}K — 1250 млн. лет, и широкое распространение K-содержащих минералов в природе, K-Ar метод оказался пригодным для определения возраста во всех интервалах геологического времени — от архея до антропогена и почти для всех

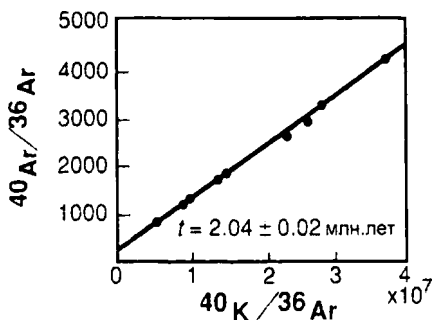


Рис. 1.7. Определение возраста вулканических пеплов Танзании К-Аг методом, по (Fitch et al., 1976).

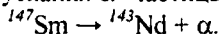
типов горных пород — осадочных, магматических и метаморфических (рис. 1.7). Принцип построения изохрон аналогичен описанному выше, для нормировки используется нерадиоогенный изотоп ^{36}Ar . Следует отметить большую роль К-Аг метода в датировании осадочных пород позднего докембрия по калийсодержащему минералу глаукониту.

1.7. Аргон-аргоновый метод

В последнее время широкое применение получил метод датирования по отношению $^{39}\text{Ar}/^{40}\text{Ar}$. Этот метод, в отличие от обычного К-Аг, позволяет определять возраст, на который не влияют природные потери ^{40}Ar . Для лунных морских базальтов этим методом был получен возраст 3.78—3.84 млрд. лет, а для анортозитовых брекчий и габбро 4.05 и 4.26 млрд. лет, соответственно

1.8. Самарий-ниодимовый метод

Для самария известны 7 изотопов, но только один из них — ^{147}Sm — является радиоактивным, распадающимся путем испускания α -частицы в ^{143}Nd по схеме:



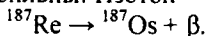
Самарий и неодим являются редкоземельными элементами. Они менее мобильны при метаморфизме, гидротермальном изменении и химическом выветривании, чем щелочные и щелочноземельные элементы (К, Rb, Sr и др.) Поэтому Sm-Nd метод дает более надежные датировки возраста горных пород, чем Rb-Sr.

Предложение об использовании Sm-Nd метода в геохронологии впервые сделал Г. Лагмайр (1947), определивший возраст двух эвкритовых ахондритов — Juvinas и Stanner и одного лунного образца. Для метеорита Juvinas был получен Sm-Nd возраст 4.56 ± 0.08 млрд. лет и первичное отношение $^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd} = 0.50677 \pm 0.0001$. Он же показал, что отношение изотопов неодима $^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd}$ является индикатором изменений в относительном содержании ^{143}Nd , обусловленного распадом ^{147}Sm . В разработку, внедрению в геологическую практику Sm-Nd метода и интерпретацию получаемых данных, большой вклад внесли американские исследователи Де Паоло и Г. Вассербург.

Период полураспада ^{147}Sm очень большой — 106 млрд. лет. Лучше всего самарий-неодимовый метод применим для определения возраст основных и ультраосновных пород, в том числе и метаморфических (эклогитов, метадиабазов и др.).

1.9. Рений-осмиевый метод

Рений — рассеянный элемент. Наиболее высокие концентрации его содержатся в молибдените (до 1.88 %), особенно когда он находится в ассоциации с сульфидами меди. Рений имеет два изотопа — ^{185}Re и ^{187}Re , последний изотоп радиоактивен. Осмий — металл платиновой группы, самые высокие его концентрации обнаружены в осмириде — сплаве осмия с иридием и другими металлами платиновой группы. Осмий имеет 7 изотопов и все они стабильны. Изотоп ^{187}Re при β -распаде переходит в ^{187}Os :



Накопление ^{187}Os в рений-содержащей системе описывается уравнением:

$$\left[\frac{^{187}\text{Os}}{^{186}\text{Os}} \right]_c = \left[\frac{^{187}\text{Os}}{^{186}\text{Os}} \right]_0 + \left[\frac{^{187}\text{Re}}{^{186}\text{Os}} \right]_c (e^{\lambda t} - 1), \quad (1.20)$$

где $[^{187}\text{Os}/^{186}\text{Os}]_c$ и $[^{187}\text{Re}/^{186}\text{Os}]_c$ — современные планетарные значения отношений, равные, соответственно, 1.06 и 3.3; первичное значение $[^{187}\text{Os}/^{186}\text{Os}]_0 = 0.81$. Для датировки используется метод изохрон.

Re-Os изотопная система получила широкое применение не только в геохронологии, но и в исследовании эволюции мантии Земли и развитии земной коры. Она уникальна по сравнению с U-Pb

и Rb-Sr системами в том отношении, что родительские и дочерние элементы последних отторгаются мантийными фазами. В Re-Os системе все обстоит по-другому. Re, например, в большинстве случаев лишь незначительно перераспределяется между мантийным респитом и расплавом, так что его концентрация в мантии заметно не изменяется при дифференциации. Os тоже практически весь остается в мантийном остатке, в расплав его переходит не более сотых долей от исходных концентраций в мантии. Поэтому Re-Os система, в отличие от других изотопных систем, при условии изоляции ее от последующих процессов вещественного обмена, может дать первичный возраст остывания и кристаллизации мантии, предшествующий этапу её частичного плавления. При использовании Re-Os изотопной системы, совместно с другими изотопными методами, можно получить дополнительную информацию, относящуюся к возрасту, происхождению различных типов пород и эволюции коры и мантии. Кроме того, это один из немногих методов, позволяющий датировать возрасты сульфидных месторождений, он успешно используется так же для изучения метеоритов. С его помощью была построена Re-Os изохрона для метеоритов, включившая все их типы — железные, железокремниевые и металлическую фазу хондритов. Все экспериментальные точки легли строго, в пределах погрешности эксперимента, на изохрону, свидетельствуя об очень коротком интервале времени образования всех типов метеоритов из газово-пылевого облака. Точка, соответствующая изотопному составу $^{187}\text{Os}/^{186}\text{Os}$ и $^{187}\text{Re}/^{186}\text{Os}$ в мантии Земли, так же легла на эту изохрону, подтверждая предположение об одновременности образования Земли и метеоритов из одного и того же источника.

1.10. Трековый метод датировок¹

В начале 60-х годов американскими исследователями Прайсом, Уолкером (1963) был предложен новый метод определения возраста минералов, основанный на подсчете плотности треков осколков спонтанного деления ядер урана (^{238}U), накапливающихся в

¹ Данный раздел дан в изложении А.В.Соловьева, по (Соловьев, 2005).

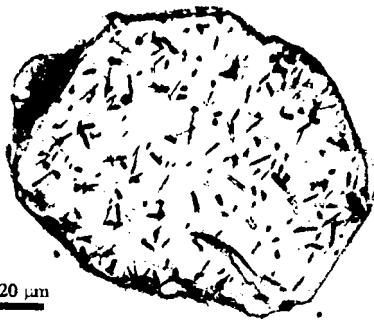


Рис. 1.8. Кристалл апатита с треками спонтанного деления урана ^{238}U , увеличенными путем химического травления. Время остывания кристалла 60—70 млн. лет назад (фото Дж. Гарвера; Юнион Колледж, Скенектади, США).

минерале в ходе геологической истории. На сегодняшний день, трековое датирование — это стандартный метод геохронологии и геотермических исследований. В зернах минералов происходит спонтанное деление атомов урана, при котором формируются частицы, обладающие высокой энергией. При прохождении через твердое вещество эти частицы оставляют нарушения на атомном уровне, ориентированные вдоль траектории их движения. Эти линейные нарушения называются *треками*.

Образовавшиеся треки спонтанного деления можно наблюдать лишь при помощи электронного микроскопа, но если кристалл поместить в агрессивный химический реагент, то в первую очередь начнут растворяться зоны дефектов. Таким образом, размер треков увеличивается путем химического травления, и они становятся видны в оптический микроскоп (рис. 1.8).

Накопление треков в минерале с течением времени — процесс, аналогичный накоплению тех или иных изотопов в результате радиоактивного распада. Формирование треков начинается при определенной температуре, называемой блокирующей или замыкающей. Ниже этой температуры в кристалле работают «трековые часы»: плотность треков увеличивается с течением времени, а их длина остается постоянной — около 16 мкм.

Метод трекового датирования не имеет принципиальных отличий от других методов изотопного датирования, основанных на естественном радиоактивном распаде нестабильного родительского атома и переходе в стабильный дочерний. Основным уравнением трекового датирования является уравнение (1.5), которое описывает скорость распада радионуклида.

В большинстве случаев образование треков в природных материалах связано со спонтанным делением ^{238}U . Плотность треков осколков деления ^{235}U и ^{232}Th незначительна. При трековом датировании измеряется число треков спонтанного деления ^{238}U вместо измерения количества дочернего нуклида. Однако, распад ^{238}U происходит не столько за счет деления, сколько за счет эмиссии α -частиц, на чем основаны методы U/Pb датирования. Значения постоянных распада спонтанного распада (λ_s) и распада за счет эмиссии α -частиц (λ_α) вместе дают постоянную распада (λ) ^{238}U . Отсюда следует

$$N_s = \frac{\lambda_s}{\lambda} \left[{}^{238}\text{U} \right]_c (e^{\lambda t} - 1), \quad (1.21)$$

где N_s — число треков спонтанного деления ^{238}U , λ_s/λ — число распадов вследствие спонтанного деления относительно общего числа распадов ^{238}U . Так как $\lambda_s \ll \lambda_\alpha$ ($\sim 8.5 \cdot 10^{-17} \text{ год}^{-1}$ и $1.5 \cdot 10^{-10} \text{ год}^{-1}$ соответственно), то можно принять, что $\lambda \approx \lambda_\alpha$. Уравнение (1.21) позволяет вычислить трековый возраст:

$$t = \frac{1}{\lambda_\alpha} \ln \left(\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_s} \frac{N_s}{[{}^{238}\text{U}]_c} + 1 \right). \quad (1.22)$$

Расчет трекового возраста базируется на измеренном количестве треков спонтанного деления (N_s) и числе атомов ^{238}U в определенном объеме вещества. Определение количества атомов ^{238}U также основано на подсчете треков. Для этого образец облучается в ядерном реакторе потоком тепловых нейтронов, в результате происходит индуцированное деление ^{235}U , и число таких событий равно

$$N_i = [{}^{235}\text{U}] \sigma \phi, \quad (1.23)$$

где ϕ — доза тепловых нейтронов (нейтрон/см²), а σ — сечение индуцированного деления ^{235}U тепловыми нейтронами. Отношение $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ есть константа $I = 1/137.88$, тогда

$$N_i = [{}^{238}\text{U}] I \sigma \phi. \quad (1.24)$$

Комбинация уравнений (1.22) и (1.24) дает соотношение

$$t = \frac{1}{\lambda_\alpha} \ln \left(\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_s} \frac{N_s}{N_i} I \sigma \phi + 1 \right), \quad (1.25)$$

которое является фундаментальным для метода трекового датирования. Для вычисления трекового возраста необходимо

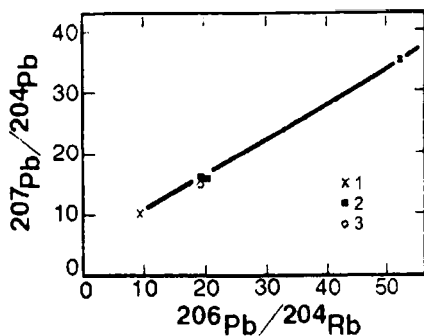


Рис. 1.9. Определение «возраста Земли» с помощью Pb-Pb изохроны. 1 — железные метеориты; 2 — каменные метеориты; 3 — средний изотопный состав свинца Земли (по океанским осадкам). Наклон соответствует возрасту 4540 ± 70 млн. лет, по (Faure, 1986).

определить отношение (N_s/N_i) количества треков спонтанного деления к количеству треков индуцированного деления и измерить дозу нейтронов.

В дальнейшем плотность и длина треков зависит от температуры: если температура повышается, то в кристаллах начинается отжиг (исчезновение) треков, и, как следствие, «омоложение» возраста. Таким образом, трековое датирование позволяет проследить термальную историю единичного минерального зерна, горной породы и осадочного бассейна в целом.

1.11. Возраст Земли и возраст метеоритов

Данные по свинцу из нескольких различных каменных метеоритов, из троилитовой (FeS) фазы железных метеоритов, из лунных пород и «среднего» свинца в Земле — все укладываются на одну изохрону, наклон которой соответствует примерно $4.54 \cdot 10^9$ лет. При этом обычно полагают, что изотопный состав свинца, содержащегося в морских отложениях, соответствует среднему изотопному отношению в свинце материков, так как эрозии и сносу в моря подвержены различные горные породы.

Из приведенного определения возраста следует, что все перечисленные тела отделились от некой общей системы именно в это время. Это определение характеризует время, когда различные тела Солнечной системы обособились в отдельные образования, хотя, вероятно, еще не в современной своей форме (рис. 1.9). Часто это число называют «возрастом Земли», хотя этот термин, учитывая сказанное выше, достаточно условный.

2. РЕОЛОГИЯ ВЕЩЕСТВА ЗЕМЛИ

2.1. Вводные замечания

2.1.1. Понятие о предмете реологии

Реология (от греческого $\rho\epsilon\omega$ — «течение») — направление физики, изучающее *деформацию и течение* материалов.

Деформация — относительное смещение частиц материального тела. *Величиной* деформации ϵ (или просто деформацией) называют также количественную характеристику этого относительного смещения. Деформации связаны с действием сил, то есть с *механическим напряжением* σ .

Теоретическая реология исследует зависимости между действующими на тело механическими напряжениями и деформациями, и их изменениями во времени.

Часто слово *реология* используется для обозначения зависимости напряжений от деформаций как синоним *реологического соотношения* или *реологического поведения*.

2.1.2. Роль реологии в физике Земли и геодинамике

Большое значение реологии для физики Земли связано с необходимостью объяснить и описать разнообразные процессы, происходящие в Земле, которые являются следствием различных, зачастую противоречивых механических свойств вещества, из которого сложена наша планета и отдельные её оболочки. Приведем некоторые из них:

- Через оболочки Земли распространяются упругие волны.
- Сейсмические волны и другие механические колебания затухают различным образом в различных оболочках.
- Фигура Земли с большой точностью соответствует фигуре вращающейся жидкости в состоянии равновесия, в то же время Земля совершает собственные колебания, как упругое тело (с затуханием).
- Верхняя мантия реагирует на медленные нагрузки как вязкая жидкость (с этим связаны механизмы изостатической компенсации). В то же время в ней распространяются все виды упругих волн.

- Движущий механизм тектоники плит — конвекция, то есть течения, в мантии.
- Механизм генерации магнитного поля — геомагнитное динамо — предполагает интенсивную конвекцию во внешнем ядре.
- Основной механизм генерации землетрясений — упругая отдача и хрупкое разрушение.

2.2. Напряжения и деформации

Приведем некоторые основные понятия и соотношения механики сплошной среды.

2.2.1. Напряжения

Под действием внешних сил в теле создаются механические напряжения. Эти напряжения действуют на элементарный объем черз поверхности, его ограничивающие.

Механическое напряжение σ — сила, отнесенная к единице площади поверхности, на которую она действует.

$$\sigma = F/S.$$

В трехмерном случае эти напряжения описываются совокупностью девяти величин, которые составляют *тензор напряжений*:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

σ_{ij} — компонента тензора напряжений, действующая на сторону, перпендикулярную оси i , в направлении оси j (в трехмерном случае $i, j = x, y, z$).

Величины σ_{ii} , стоящие на диагонали ($\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$) представляют собой *нормальные* напряжения сжатия (растяжения), вне диагонали — *сдвиговые* напряжения σ_{ij} . Часто сдвиговые напряжения обозначают τ_{ij} , чтобы подчеркнуть их касательный (*тангенциальный*) характер.

Тензор напряжений — *симметричный*, то есть $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ для любых i, j , таким образом, он содержит только 6 различных компонент.

Выбором подходящих направлений координатных осей можно привести тензор напряжений к виду

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix} \quad (2.1^*)$$

Такие оси (1,2,3) называются *главными осями*, а напряжения $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ — *главными напряжениями*.

Всестороннее давление

$$p = -\sigma_{cp}, \text{ где } \sigma_{cp} = 1/3 (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3). \quad (2.2)$$

В силу инвариантности (то есть независимости от системы координат) давления

$$p = -1/3 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}).$$

В данном случае *сжатие* имеет знак «-», а *растяжение* — знак «+».

2.2.2. Деформации

При всем многообразии случаев произвольную деформацию тела можно свести к комбинации двух элементарных видов деформации — растяжению (сжатию) и сдвигу.

Для простейшего случая деформации растяжения (сжатия) имеем:

$\Delta l = l' - l$ — абсолютная деформация,

$\varepsilon = \Delta l / l$ — относительная деформация,

где l — начальная длина, l' — конечная длина.

В сплошной среде деформации описываются *тензором деформаций*.

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

На диагонали стоят $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$ — деформации сжатия (растяжения), вне диагонали — сдвиговые деформации ε_{ij} ($i, j = x, y, z$). Тензор деформаций — *симметричный*, то есть $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$. Таким образом, он так же, как тензор напряжений, содержит только 6 различных компонент. Они могут быть выражены через компоненты u_x, u_y, u_z смещения по осям x, y, z :

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \varepsilon_{yy} = \frac{\partial u_y}{\partial y}, \varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right),$$

$$\varepsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right), \varepsilon_{yz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right)$$
(2.4)

Иногда вводят обозначение $\gamma_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ ($i, j = x, y, z$). Тогда

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \gamma_{ij}.$$

Недиагональные компоненты тензора деформаций определяют сдвиговые углы α в соответствующих плоскостях:

$$\alpha \approx \operatorname{tg} \alpha = \gamma_{ij} = 2\varepsilon_{ij}.$$

Так же, как для тензора напряжений, выбором подходящих направлений осей (*главных осей*) можно привести тензор деформации к виду

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}. \quad \bullet \text{ (2.3*)}$$

Относительное изменение объема с точностью до членов второго порядка малости может быть выражено через диагональные компоненты тензора деформации

$$\frac{\Delta V}{V} \sim \frac{dV}{V} \approx (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) = \theta,$$

и носит название *дилатансия*.

2.2.3. Связь между напряжением и деформацией

Обобщенная экспериментальная кривая, показывающая связь напряжений и деформаций представлена на рис. 2.1. На этой кривой выделяется несколько участков, соответствующих различному реологическому поведению:

участок Об — упругое поведение; точка а — предел пропорциональности, до достижения которого справедлив закон Гука $\sigma \sim \varepsilon$; участок аб — нелинейная упругость;

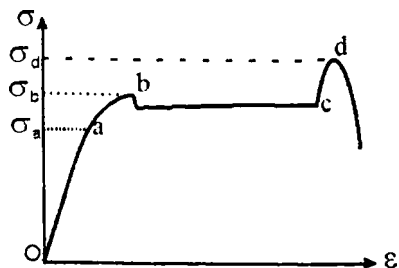


Рис. 2.1. Обобщенная кривая деформаций.

σ_b — предел текучести, по достижении которого начинается пластическая деформация; участок bc — текучесть, cd — упрочнение, d — разлом, σ_d — предел прочности на разлом.

Рассмотрим несколько часто употребляемых понятий. *Обратимая* деформация — деформация, которая исчезает при снятии нагрузки. *Течение* — непрерывное и необратимое увеличение деформации под действием конечных сил. *Пластическое* течение возникает при превышении напряжений предела текучести σ_b . *Вязкое* течение происходит под действием любых сил, однако, скорость деформации уменьшается при уменьшении напряжений и равна 0 при $\sigma = 0$. *Ползучесть* — процесс постепенного нарастания деформации ϵ твердых тел во времени при постоянном напряжении σ_0 (меньшем предела текучести σ_b).

Конкретный вид кривой $\sigma(\epsilon)$ зависит от материала и условий испытания. Для упругих материалов относительно велика зона упругих деформаций. Хрупкими называют материалы, у которых участок пластичности мал (или отсутствует). Повышение температуры T ведет к усилению пластических свойств. Повышение давления способствует повышению предела прочности материала. Увеличение скорости нагружения приводит к усилению хрупких свойств. Наоборот, длительные нагрузки приводят к проявлению процессов течения (за счет механизма ползучести), даже в твердых телах.

2.3. Упругость и вязкость

2.3.1. Упругость

Закон Гука для компонент тензоров напряжений и деформаций имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{xx} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{xx} \\ \sigma_{yy} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{yy} \\ \sigma_{zz} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{zz} \\ \sigma_{xy} = 2\mu\varepsilon_{xy} \\ \sigma_{xz} = 2\mu\varepsilon_{xz} \\ \sigma_{yz} = 2\mu\varepsilon_{yz} \end{array} \right. , \quad (2.5)$$

где θ — дилатансия, определяемая по (2.4), λ и μ — параметры Ламэ (упругие модули), μ — модуль сдвига.

При *одноосном* сжатии (растяжении):

$$\sigma_{xx} = E\varepsilon_{xx}, \quad (2.6)$$

$$\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = -\nu\varepsilon_{xx}, \quad (2.7)$$

где $E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}$ — модуль Юнга,

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \text{ — коэффициент Пуассона.} \quad (2.8)$$

При *всестороннем* сжатии

$$p = -K\theta, \quad (2.9)$$

где $K = \lambda + \frac{2}{3}\mu$ — модуль всестороннего сжатия. (2.10)

Уравнения движения сплошной упругой среды имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \end{array} \right. , \quad (2.11)$$

Подставляем в эту систему выражения (2.5), связывающие компоненты тензоров напряжения и деформации и выражения (2.4) для компонент тензора деформации через смещения. Получаем уравнение для вектора смещений u :

$$\mu \Delta \mathbf{u} + \left(\frac{\mu}{3} + K \right) \nabla \operatorname{div} \mathbf{u} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (2.11^*)$$

Вектор смещения всегда можно представить в виде двух независимых компонент

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_\tau$$

таких, что $\operatorname{rot} \mathbf{u}_l = 0$, $\operatorname{div} \mathbf{u}_\tau = 0$.

В результате имеем два независимых волновых уравнения:

$$\left(K + \frac{4}{3} \mu \right) \nabla^2 \mathbf{u}_l = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}_l}{\partial t^2},$$

$$\mu \nabla^2 \mathbf{u}_\tau = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}_\tau}{\partial t^2},$$
(2.12)

Уравнения (2.12) описывают два вида волн — продольных (P) и поперечных (S). Для одномерного случая имеем:

$$\left(K + \frac{4}{3} \mu \right) \frac{\partial^2 u_P}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u_P}{\partial t^2},$$

$$\mu \frac{\partial^2 u_S}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u_S}{\partial t^2}.$$
(2.13)

Обычно решение записывают в виде гармонической функции

$$u = u_0 \cos k(x - vt),$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, ν — частота, ω — круговая частота, $v = \lambda\nu$ — скорость волны.

Подставляя это выражение в уравнения (2.13), получаем для скоростей продольных и поперечных волн:

$$v_P = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3} \mu}{\rho}},$$

$$v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}.$$
(2.14)

2.3.2. Вязкость

Соотношение для ньютоновской (линейной) вязкой жидкости

$$\sigma \sim \dot{\epsilon},$$

то есть напряжение пропорционально скорости деформации $\dot{\epsilon} = \partial \epsilon / \partial t$. Коэффициентом пропорциональности является η — динамическая вязкость, $[\eta] = 1$ Па·с в системе СИ.

Для компонент тензоров напряжений и скорости деформаций для несжимаемой жидкости ($\theta = 0$) имеют место соотношения:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{xx} = 2\eta \dot{\epsilon}_{xx} \\ \sigma_{yy} = 2\eta \dot{\epsilon}_{yy} \\ \sigma_{zz} = 2\eta \dot{\epsilon}_{zz} \\ \sigma_{xy} = 2\eta \dot{\epsilon}_{xy} \\ \sigma_{xz} = 2\eta \dot{\epsilon}_{xz} \\ \sigma_{yz} = 2\eta \dot{\epsilon}_{yz} \end{array} \right. , \quad (2.15)$$

где

$$\dot{\epsilon}_{xx} = \frac{\partial v_x}{\partial x}, \dot{\epsilon}_{yy} = \frac{\partial v_y}{\partial y}, \dot{\epsilon}_{zz} = \frac{\partial v_z}{\partial z}, \dot{\epsilon}_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right),$$

$$\dot{\epsilon}_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right), \dot{\epsilon}_{yz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) .$$

компоненты тензора скорости деформации.

Уравнения движения сплошной вязкой среды имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta \nabla^2 v_x + \rho X = \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} \\ \eta \nabla^2 v_y + \rho Y = \rho \frac{\partial v_y}{\partial t} \\ \eta \nabla^2 v_z + \rho Z = \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} \end{array} \right. , \quad (2.16)$$

где (X, Y, Z) — компоненты массовых сил (в механике обычно компоненты силы тяжести g). В векторной форме:

$$\rho \dot{v} = \eta \nabla^2 v + \rho g . \quad (2.17)$$

Это уравнение Навье-Стокса.

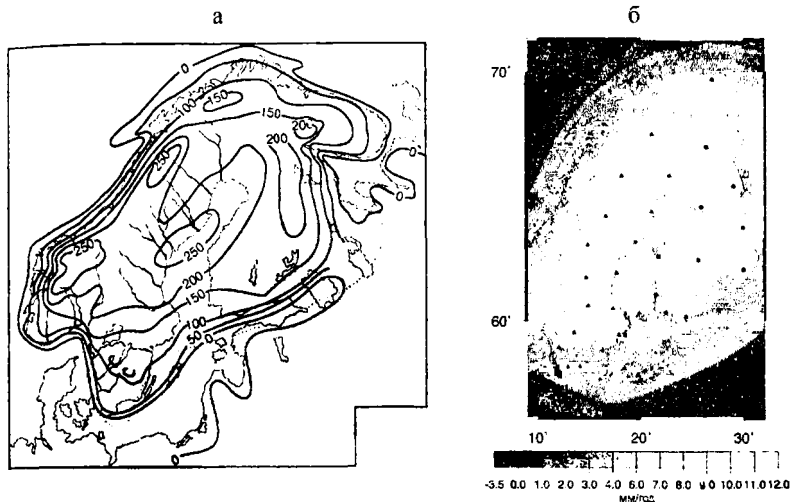


Рис. 2.2. Данные по послеледниковому поднятию Скандинавии.

(а) в течение последних 5000—7000 лет (изолинии — в метрах) по геолого-геоморфологическим данным, по (Никонов, 1977);

(б) скорости современного поднятия (изолинии — в мм/год), рассчитанные по данным GPS на основании моделей изостазии, с учетом эвстатического изменения уровня моря, по (Johansson et al., 2002).

2.4. Оценка вязкости астеносферы (верхней мантии) по послеледниковому поднятию

2.4.1. Послеледниковое поднятие

Вертикальные движения, связанные с восстановлением изостатического равновесия после снятия (полного или частичного) ледниковой нагрузки носят устойчивый характер. Подробнее изостазия будет рассмотрена в следующих разделах, а здесь мы используем данные по величине и динамике постгляциальных движений для оценки вязкости верхней мантии (астеносферы).

В Скандинавии, Карелии и на Кольском полуострове сокращение и уменьшение мощности ледникового покрова последнего оледенения вызвали быстрое поднятие территории в виде свода. Вздымание шло быстро сразу же после таяния и отступления льда (10—13 см/год), но впоследствии оно замедлилось

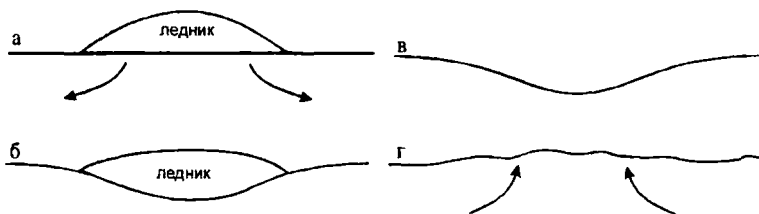


Рис. 2.3. Геодинамическая схема динамики земной поверхности при оледенении и исчезновении ледника. (а) до оледенения, (б) опускание поверхности, вызванное весом ледника, (в) положение поверхности после таяния ледника, (г) изостатическое восстановление.

и сейчас составляет не более 1.2 см/год. На рисунке 2.2 представлены данные поднятия Скандинавии по геолого-геоморфологическим данным (Никонов, 1977) и по данным GPS с учетом эвстатического изменения уровня моря (Johansson et al., 2002).

На рисунке 2.3 представлена геодинамическая схема динамики коры, связанной с гляциацией и дегляциацией.

2.4.2. Модель вязких течений в астеносфере

Используем модель *течения вязкой жидкости* в астеносфере (верхней мантии) для описания динамики послеледникового поднятия. Тогда скорость течения должна удовлетворять уравнению Навье-Стокса для несжимаемой жидкости (2.17).

Рассмотрим случай пространственно-периодической нагрузки (рис. 2.4), то есть ее поверхностный рельеф описывается функцией вида

$$H = H_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right), \text{ где } \Lambda \text{ — пространственная длина волны.}$$

Решение уравнения Навье-Стокса ищем методом разделения переменных. Тогда прогибание после снятия этой нагрузки будем искать в виде

$$h = h_0 e^{-\alpha x} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right),$$

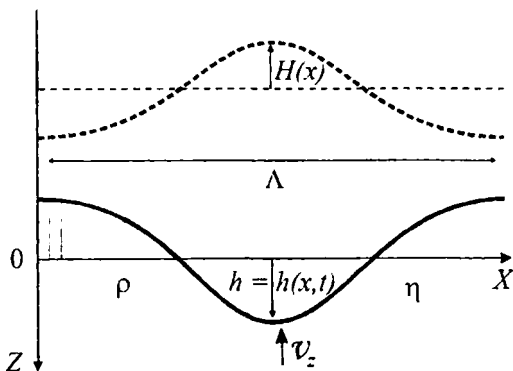


Рис. 2.4.

где $e^{-\alpha t}$ описывает вязкую релаксацию прогибания с течением времени, α — параметр релаксации, который зависит от вязкости вещества.

Попробуем выявить эту связь и определить вязкость по наблюдаемым данным. Выражение для вертикальной скорости v_z имеет вид

$$v_z = -\frac{dh}{dt} e^{\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)},$$

где член $e^{\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)}$ описывает затухание вязкого течения с глубиной, которое имеет характерный пространственный масштаб Λ , знак «-» тут из-за того, что ось z направлена вниз.

Подставляя сюда выражение для h , имеем

$$v_z = \alpha h_0 e^{-\alpha t} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right) e^{\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)} = \alpha h e^{\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)}$$

Рассмотрим теперь граничное условие для компоненты напряжений σ_{zz} при $z = 0$:

$$\sigma_{zz}|_{z=0} = -p = -\rho g h,$$

где $\sigma_{zz} = 2\eta \varepsilon_{zz} = 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z}$.

Тогда, подставляя в граничное условие, имеем

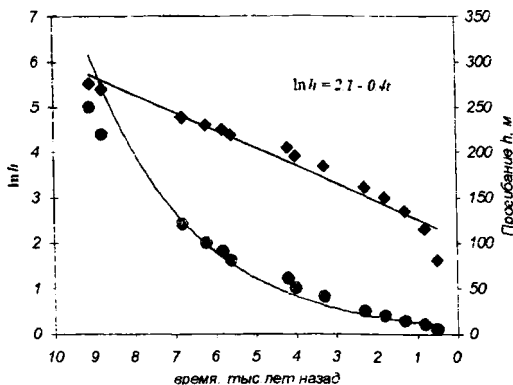


Рис. 2.5. Динамика послеледникового поднятия Скандинавии по геолого-геоморфологическим данным в линейном (круги) и логарифмическом (ромбы) масштабах. На рисунке представлены также аппроксимирующие зависимости. (Теркот, Шуберт, 1985).

$$-\rho gh = \sigma_{zz} \Big|_{z=0} = -2\eta \frac{2\pi}{\Lambda} \alpha h e^{\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)} \Big|_{z=0}$$

Получаем следующее соотношение, связывающее α и η :

$$\alpha = \frac{\rho g \lambda}{4\pi \eta}, \text{ или } \tau = \frac{1}{\alpha} = \frac{4\pi \eta}{\rho g \Lambda} \text{ — время релаксации.} \quad (2.18)$$

2.4.3. Экспериментальные данные и оценка вязкости астеносферы

На поверхности зависимость максимального прогибания от времени имеет вид:

$$h = h_0 e^{-\alpha t} = h_0 e^{-t/\tau}$$

На рис. 2.8 представлена зависимость прогибания $h(t)$, полученная по геологическим и геолого-геоморфологическим данным (Теркот, Шуберт, 1985). Если прогибание представить в логарифмическом масштабе, то зависимость имеет линейный вид:

$$\ln h = \ln h_0 - \alpha t.$$

По этим данным, поводя линейную регрессию методом наименьших квадратов, получаем значение параметра $\alpha \approx 0.4$ 1/тыс.лет или

$$\tau \approx 2500 \text{ лет.}$$

$$\text{Из (2.18) имеем } \eta = \frac{\rho g \Lambda}{4\pi \alpha} = \frac{\rho g \Lambda \tau}{4\pi}$$

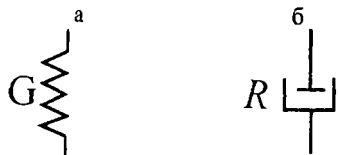


Рис. 2.6. Схематическое обозначение реологических тел. (а) Упругое тело Гука; (б) вязкое тело Ньютона.

Тогда при $\rho = 3.35 \text{ г/см}^3$ и $\Lambda \sim 1000 \text{ км}$, получаем оценку для вязкости

$$\eta \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ Па}\cdot\text{с}.$$

Тут важен только порядок величины вязкости $\eta \sim 10^{20} \text{ Па}\cdot\text{с}$.

2.5. Линейные реологические тела

Для объяснения двойственности поведения вещества Земли — упругого на малых временах воздействия и вязкого на больших временах, рассмотрим упрощенные модели, позволяющие комбинировать упругие и вязкие свойства в одном теле.

При этом описании вместо выражений для компонент тензоров используют упрощенные соотношения между напряжениями и деформациями.

2.5.1. Тело Гука

Упрощенное соотношение для упругого тела (тела Гука) имеет вид:

$$\sigma = G\epsilon,$$

где упругий модуль $G = E$ при деформации сжатия (растяжения), $G = 2\mu$ при деформации сдвига.

Упругое тело условно изображают в виде пружинки (рис. 2.6а). Для упругого тела деформация не зависит от времени, то есть реакция на нагрузку является мгновенной.

2.5.2. Тело Ньютона

В упрощенной записи соотношение для линейно-вязкого тела (тела Ньютона) имеет вид

$$\sigma = R\dot{\epsilon},$$

где $R = 2\eta$ — вязкий модуль. Ньютоновское тело условно изображают в виде поршня в цилиндре (рис. 2.6б).

Если к линейно-вязкому телу приложено постоянное напряжение $\sigma_0 = \text{const}$, то $\varepsilon = \frac{\sigma_0}{R} t$ — линейно растет с течением времени.

2.5.3. Правила комбинирования элементов линейных тел

Комбинируя упругий и вязкий элементы, можно получить различные реологические свойства. При этом используют следующие правила.

При *последовательном* соединении напряжения, приложенные к элементам, равны, а деформации суммируются:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2, \sigma = \sigma_1 = \sigma_2. \quad (2.19)$$

При *параллельном* соединении напряжения, приложенные к элементам, суммируются, а деформации равны:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2, \sigma = \sigma_1 + \sigma_2. \quad (2.20)$$

2.5.4. Тело Кельвина-Фойгта

Тело Кельвина-Фойгта состоит из упругого и вязкого элементов, соединенных параллельно (рис. 2.7а). Для него справедливо:

$$\sigma = G\varepsilon + R\dot{\varepsilon} \quad (2.21)$$

При постоянном напряжении

$$\sigma_0 = G\varepsilon + R\dot{\varepsilon} \quad (2.21^*)$$

Решение для деформации в этом случае имеет вид:

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{G} (1 - e^{-t/\tau}),$$

где $\tau = R/G$ — *время запаздывания* (2.23)

Для скорости деформации получаем выражение:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma_0}{G} \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} = \frac{\sigma_0}{R} e^{-t/\tau}. \quad (2.24)$$

На рис. 2.7б представлены графики зависимости деформации от времени при мгновенном нагружении и снятии нагрузки.

$$\dot{\varepsilon}|_{t=0} = \frac{\sigma_0}{G} \frac{1}{\tau} = \frac{\sigma_0}{R} = \text{tg} \alpha$$

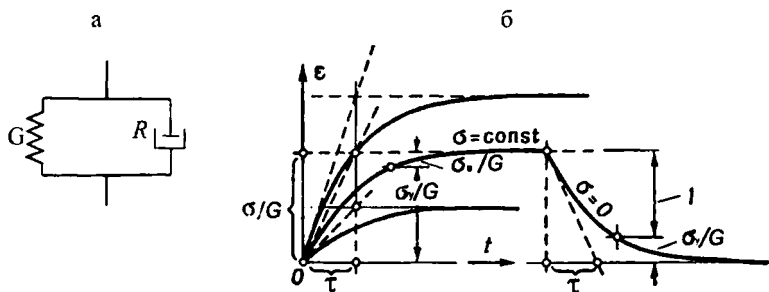


Рис. 2.7. Тело Кельвина-Фойгта. (а) схема; (б) зависимость деформации от времени для различных постоянных напряжений и реакция на снятие напряжений.

При $t \ll \tau$ тело Кельвина ведет себя как вязкая жидкость, при $t \gg \tau$ — как упругое тело. Для тела Кельвина характерно *упругое последствие* — упругое равновесие устанавливается не сразу, а спустя некоторое время, причем характерный масштаб этого последствия определяется комбинацией упругого и вязкого модулей элементов, входящих в систему (τ — *время запаздывания*). Такая особенность не согласуется с реологическим поведением Земли.

Так как в модели Кельвина-Фойгта присутствует вязкость, то это будет приводить к затуханию упругих волн в такой среде и решение для волны имеет вид:

$$u = u_0 e^{-\gamma x} \cos k(x - ct),$$

где γ — коэффициент затухания.

Коэффициент затухания поперечных волн γ_s для среды Кельвина-Фойгта имеет вид

$$\gamma_s = \frac{\tau \omega^2}{2v_s}. \quad (2.25)$$

С учетом того, что $\tau = R/G = \eta/\mu$, получаем

$$\gamma_s = \frac{\eta \omega^2}{2\rho v_s^3}. \quad (2.26)$$

Таким образом, $\gamma_s \sim \omega^2$. Аналогично, для продольных волн $\gamma_p \sim \omega^2$. Это неплохо согласуется с экспериментальными данными (см. ниже).

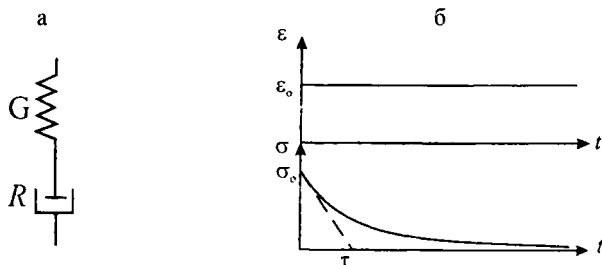


Рис. 2.8. Тело Максвелла. (а) схема; (б) Релаксация упругих напряжений.

2.5.5. Тело Максвелла

Тело Максвелла состоит из упругого и вязкого элементов, соединенных последовательно (рис. 2.8а). Для него справедливо:

$$R\dot{\epsilon} = \tau\dot{\sigma} + \sigma, \quad (2.27)$$

где $\tau = R/G$ — характерное время. (2.28)

В случае постоянной деформации $\epsilon = \epsilon_0 = \text{const}$ уравнение (2.27) принимает вид:

$$0 = \frac{\dot{\sigma}}{G} + \frac{\sigma}{R}, \quad (2.29)$$

Решение этого уравнения:

$$\sigma = \epsilon_0 G e^{-t/\tau}. \quad (2.30)$$

Графически оно представлено на рис. 2.8б. Видно, что при поддержании постоянной деформации имеющиеся в начальный момент упругие напряжения релаксируют (упругая энергия переходит в тепло), упругие деформации переходят в вязкие (остаточные) деформации. Тогда $\tau = R/G$ — это *время релаксации* упругих напряжений.

При $t \ll \tau$ тело Максвелла ведет себя как упругое тело, а при $t \gg \tau$ — как вязкая жидкость, что неплохо соответствует реологическому поведению вещества Земли.

Коэффициент затухания для среды Максвелла $\gamma = \text{const}$, то есть *не зависит* от частоты. Это не соответствует экспериментальным данным.

Возможно, что вязкость зависит от частоты $\eta = \eta(\omega)$, как это наблюдается, например, для среды с флюидами.

Можно усложнять линейные модели, комбинируя множество вязких и упругих элементов с модулями R_i и G_i . Это позволит

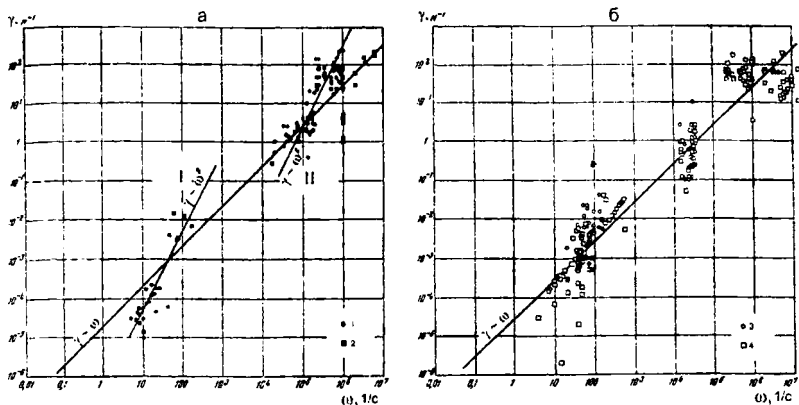


Рис. 2.9. Экспериментальные данные по зависимости коэффициента затухания упругих волн от частоты для пород одинакового или близкого литологического состава, по (Берзон и др., 1962). (а) граниты (1) и изверженные породы (2); (б) осадочные породы: слабо сцементированные (3) и плотные (4).

подобрать модель, достаточно хорошо описывающую наблюдаемую реологию. Однако тогда получится набор различных упругостей и вязкостей, физический смысл которых неясен.

2.5.6. Оценка вязкости по затуханию продольных волн

Данные по затуханию волн в гранитных и изверженных породах по (Берзон и др., 1962) показаны на (рис. 2.9а). В разных диапазонах частот наблюдаются зависимости вида $\gamma \sim \omega^2$, что позволяет, воспользовавшись моделью среды Кельвина-Фойгта, произвести оценку вязкости. В разных диапазонах частот имеют место следующие оценки:

диапазон I (по сейсмическим исследованиям): $\eta = 7 \cdot 10^6$ Па·с,

диапазон II (по лабораторным исследованиям): $\eta = 2 \cdot 10^4$ Па·с.

Однако средняя зависимость во всем частотном диапазоне имеет вид $\gamma \sim \omega$. Возможно, здесь проявляется трудность согласования и переноса результатов лабораторных экспериментов на природные объекты.

Для осадочных пород экспериментальные данные по затуханию лучше аппроксимируются зависимостью $\gamma \sim \omega$ (рис. 2.9б), и не согласуются с моделью Кельвина. Вообще, по

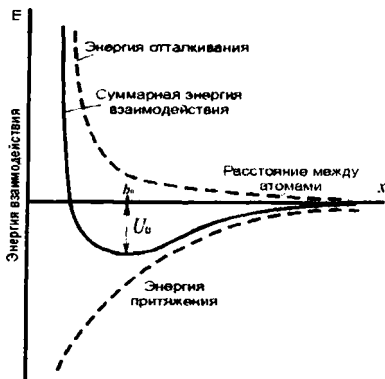


Рис. 2.10. Энергия взаимодействия ионов кристаллической решетки как функция расстояния.

экспериментальным данным зависимость имеет более сложный характер, с различной степенью в разных диапазонах частот.

Рассмотрение реологических моделей позволяет заключить:

1. Двойственность реологического поведения может быть объяснена в рамках достаточно простых моделей. Тип поведения (вязкий или упругий) определяется соотношением времени воздействия и характерным временем материала.

2. По экспериментальным данным получили две-различные оценки вязкости:

$\eta = 10^{20}$ Па·с — по последднему поднятию,

$\eta = 7 \cdot 10^6$ Па·с — по затуханию сейсмических волн,

которые отличаются на много порядков величины. Причина заключается в том, что в этих процессах проявляются *разные механизмы* вязкости твердого тела. Мы коротко рассмотрим их ниже.

2.6. Механизмы вязкости твердого тела

2.6.1. Основные механизмы упругости и вязкости в твердом теле

Упругость связана с малыми смещениями ионов в кристаллической решетке. На рис.2.10 показана зависимость энергии взаимодействия ионов кристаллической решетки в зависимости от расстояния.

Энергия эта складывается из энергии притяжения и отталкивания. Минимум энергии определяет оптимальное

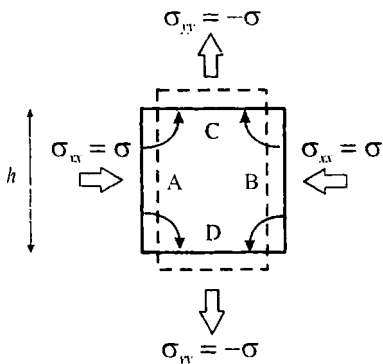


Рис. 2.11. Диффузия атомов в кристалле под действием горизонтальных сжимающих и вертикальных растягивающих напряжений. В результате кристалл принимает форму, показанную пунктиром.

расстояние b_0 между ионами в решетке. При малых деформациях расстояние между ионами изменяется, однако при снятии напряжений положение восстанавливается (то есть деформация обратимая). Поэтому основной механизм упругости во всех твердых телах одинаков.

Вязкость связана с наличием дефектов в кристаллической структуре. Приложенные напряжения (превышающие предел упругости) вызывают направленное движение ионов и, соответственно, дефектов. Это приводит к возникновению направленной деформации, то есть к ползучести.

Основные механизмы вязкости (Теркот, Шуберт, 1985):

- диффузионная ползучесть (ньютоновское вязкое течение);
- установившаяся дислокационная ползучесть (неньютоновское вязкое течение);
- деформации по границам зерен.

Первые два механизма связаны с деформацией собственно кристаллических зерен, а последний — с деформацией межзернового пространства.

2.6.2. Диффузионная ползучесть

Диффузионная ползучесть происходит благодаря диффузии атомов через внутренние области кристаллических зерен, когда к последним приложены напряжения.

Диффузия — это следствие хаотического теплового движения. Внешние приложенные напряжения придают этому движению направленность (рис. 2.11). В результате происходит деформация зерен и всей породы.

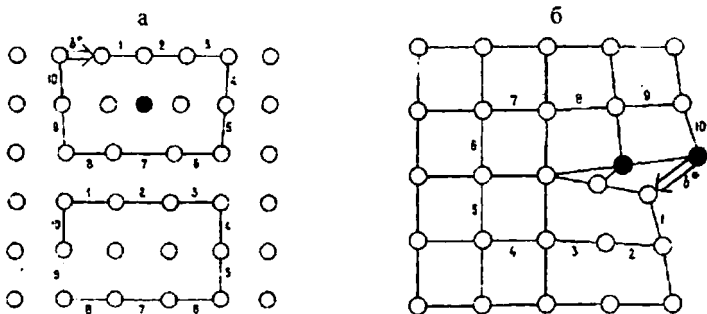


Рис. 2.12. Дислокации (а) краевая, представляющая собой край атомной полуплоскости, вдвинутой между нормальными атомными плоскостями; (б) винтовая — возникает тогда, когда атомы «уходят» из плоскости.

Диффузионная ползучесть приводит к такой деформации, которую можно рассматривать как течение ньютоновской вязкой жидкости:

$$\sigma = \eta \dot{\epsilon}.$$

Коэффициент вязкости

$$\eta = \frac{RT r^2}{24 V_a D}, \quad (2.31)$$

где R — газовая постоянная, r — радиус зерен, D — коэффициент диффузии, V_a — объем активации, T — абсолютная температура. Кроме того, коэффициент диффузии зависит от температуры

$$D = D_0 \exp(-E / RT),$$

где E — энергия активации, то есть энергетический барьер, который необходимо преодолеть. Тогда имеем:

$$\eta = \frac{RT r^2}{24 V_a D_0} \exp(E / RT). \quad (2.32)$$

Присутствие множителя с экспонентой приводит к тому, что вязкость падает с увеличением температуры.

2.6.3. Дислокационная ползучесть

Дислокации — нарушение порядка расположения атомов в кристаллической решетке. Все дислокации могут быть представлены в виде суперпозиции двух основных видов: краевых и винтовых дислокаций (рис. 2.12).

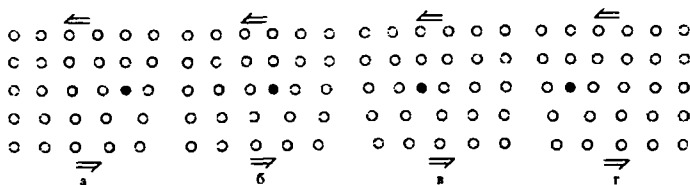


Рис. 2.13. Скольжение краевой дислокации под действием сдвиговых напряжений; (а)—(г) — последовательные состояния во времени.

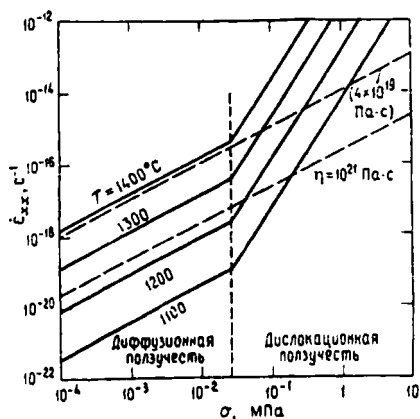


Рис. 2.14. Зависимость скорости деформации от напряжения для различных температур. Вертикальная линия разделяет области, соответствующие диффузионному и дислокационному механизмам ползучести. Наклонные пунктирные линии соответствуют постоянной вязкости в астеносфере и основном объеме мантии (Теркот. Шуберт, 1985).

Приложенные напряжения приводят к направленному перемещению дислокаций, то есть к деформации (рис. 2.13).

Дислокационная ползучесть приводит к нелинейному (степенному) характеру зависимости между напряжением и скоростью деформации:

$$\dot{\epsilon} = A \sigma^n \exp(-U/RT), \quad (2.33)$$

где $\dot{\epsilon}$ — скорость деформации; $\sigma = \sigma_1 - \sigma_3$ — разность максимального и минимального нормальных напряжений; T — абсолютная температура; R — газовая постоянная; U — энергия активации, A , n — материальные константы, $n = 3-4$ (может быть дробным). Лабораторные исследования дают для оливина $n = 3$, $A = 4.2 \cdot 10^5 \text{ МПа}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $U = 523 \text{ кДж/моль}$.

По современным оценкам для мантии, при напряжениях ниже 10^{-2} МПа преобладает диффузионная ползучесть, а при напряжениях выше 10^{-1} МПа — дислокационная (рис. 2.14).

2.6.4. Вязкость по границам зерен

Вязкость по границам зерен связана с деформированием межзернового пространства по механизму, сходному с механизмом диффузионной ползучести. Она также приводит к линейному соотношению между напряжением и скоростью деформации с коэффициентом вязкости

$$\eta_{gb} = \frac{RT\tau^3}{24V_a\delta D_{b0}} \exp(E/RT), \quad (2.34)$$

где D_b — коэффициент диффузии по границам зерен.

Деформации по границам зерен ограничены предельной величиной

$$\varepsilon^* \sim \frac{\delta}{d} \sim 10^{-5},$$

где d — диаметр зерен, δ — межзерновое расстояние. При больших величинах происходит деформация зерен.

Оценки показывают, что вязкость по границам зерен, по крайней мере, на 10 порядков меньше вязкости, связанной с деформацией зерен

$$\eta_{gb} \sim 10^{-10} \eta_g.$$

2.6.5. Особенности реологического поведения Земли

Попробуем объяснить теперь указанные выше особенности (две оценки вязкости) с учетом возможных механизмов вязкости.

1. Быстрые процессы (распространение упругих волн).

$$u = u_0 \cos k(x - vt), \text{ где } u_0 \sim 10^{-6} \text{ м, } \lambda \sim 10^3 \text{ м.}$$

Тогда деформация $\varepsilon_{xx} \sim \frac{\partial u_x}{\partial x} \sim u_0 k \sim 10^{-9} \ll \varepsilon^*$.

Таким образом, для распространения сейсмических волн достаточно межзерновых деформаций. Следовательно, затухание сейсмических волн определяется вязкостью по границам зерен

$$\eta \sim 10^4 - 10^7 \text{ Па}\cdot\text{с.}$$

2. Медленные процессы (тектонические движения).

Для постледникового поднятия $\varepsilon \sim \frac{h_0}{\Lambda} \sim 10^{-4} \gg \varepsilon^*$. При такой деформации происходит деформирование зерен, и механизм

вязкости — диффузионная и/или дислокационная ползучесть с вязкостью $\eta \sim 10^{19}—10^{20}$ Па·с.

2.7. Реология различных оболочек Земли (основные результаты)

2.7.1. Литосфера и астеносфера

В геодинамике в качестве обобщенной реологической характеристики литосферы обычно используется *эффективная (обобщенная) прочность*.

В настоящее время, принято следующее распределение эффективной обобщенной прочности литосферы с глубиной. При относительно низких температурах и давлениях происходит хрупкое разрушение пород, которое может быть описано экспериментальным законом кулоновского типа, учитывающим также скольжение вдоль существующих поверхностей разрывов (т.н. законом Бирли):

$$\sigma_1 - \sigma_3 = \beta \rho g z (1 - \phi), \quad (2.35)$$

где σ_1, σ_3 — максимальное и минимальное нормальные напряжения, ρ — плотность, g — ускорение, z — глубина, ϕ — отношение порового давления флюида к литостатическому давлению, β — параметр, определяемый типом разлома. Важно отметить, что согласно (2.35) прочность среды на хрупкое разрушение не зависит от температуры.

При более высоких температурах (начиная примерно с половины температуры плавления) происходит переход к механизму пластических деформаций и криповой ползучести. Экспериментальный закон крипового течения для большинства пород коры имеет вид (2.33).

Поскольку криповая прочность по определению зависит от вещества (параметры A и n), скорости деформаций и температуры, для расчета необходимо задать строение и состав литосферы, некоторой характерной величиной скорости деформации $\dot{\epsilon}$ (обычно $10^{-15}—10^{-14}$ 1/с) и конкретными зависимостями температуры от глубины (геотермами).

Величины параметров, входящих в реологические соотношения, получены из результатов лабораторных экспериментов и экстраполяции их на условия, соответствующие литосфере.

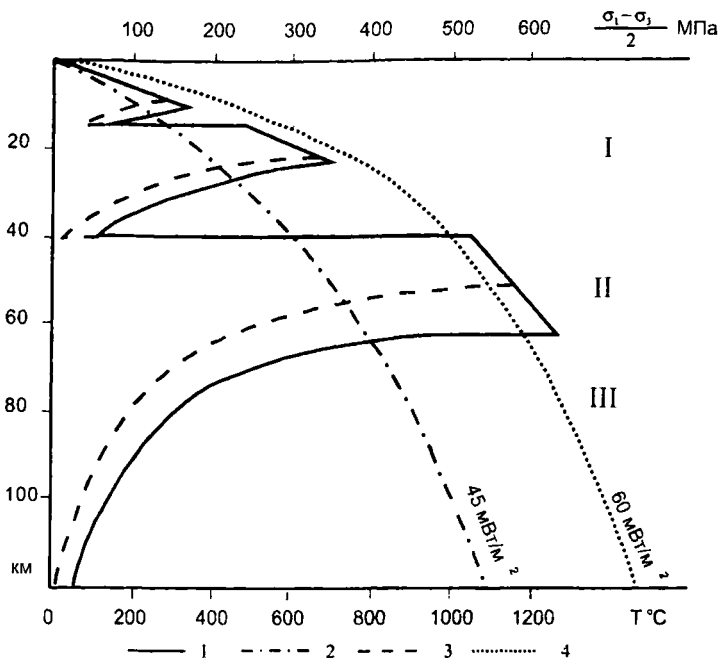


Рис. 2.15. Модельные профили обобщенной прочности континентальной литосферы для различных тепловых режимов. I — кора (с разделением на верхнюю и нижнюю), II — подкоровая упругая литосфера, III — неупругая литосфера. 1 — кривая прочности, 2 — геотерма для режима с тепловым потоком 45 мВт/м², 3 — кривая прочности, 4 — геотерма для режима с тепловым потоком 60 мВт/м², по (Cloetingh, Burov, 1996) с изменениями.

При построении реологических профилей (кривых прочности) литосферы характер поведения среды на определенной глубине определяется тем, какой из двух механизмов (хрупкий или пластичный) дает меньшую величину предела прочности. Переход от одного режима к другому определяется равенством сдвиговой прочности в хрупком и пластическом режимах. На рис. 2.15 сведены кривые прочности, соответствующие различным тепловым режимам.

В астеносфере верхней мантии под океаническими литосферными плитами на глубинах до 85—100 км вязкость частично расплавленного мантийного вещества не должна превышать 10^{18} — 10^{20} Па·с. Под континентальными плитами астеносферный слой (если он есть) может находиться на больших

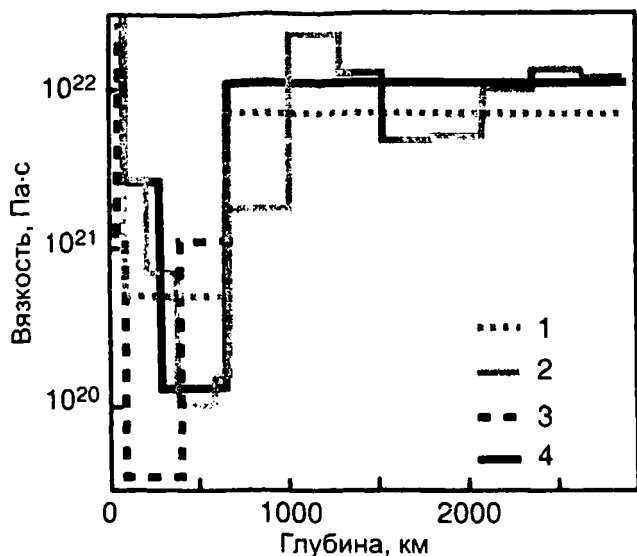


Рис. 2.16. Распределение вязкости в мантии Земли по различным моделям (Simons, Hager, 1997), в основу которых положены: 1 — измерения уровня моря в Северной Европе, 2 — измерения уровня моря в Скандинавии и Гудзоновом заливе и данные сейсмической томографии, 3 — модели течений в мантии и сейсмическая томография, 4 — спектральные разложения гравитационного поля в районе Гудзонова залива.

глубинах. Для континентальной коры выделяют также минимум прочности в нижней части, что связано с её двухслойным строением.

Для океанической коры нет минимума прочности в нижней части коры, поскольку она имеет однослойное строение.

Отметим также, что прочность на растяжение значительно меньше, чем прочность на сжатие. Наконец, можно ожидать, что на подошве нижней мантии вязкость резко падает на много порядков, приближаясь в погранслое на поверхности земного ядра к вязкости вещества в самом ядре.

2.7.2. Мантия

Реологическое соотношение для вещества мантии носит нелинейный характер с зависимостью от температуры вида (2.33). Поэтому для характеристики вязкости вводят понятие *эффективной*

вязкости. Эффективная вязкость зависит от температуры и скорости деформации и является усредненной характеристикой.

Распределение вязкости в мантии Земли по различным моделям приведено на рис. 2.16. Под континентальными плитами на глубинах около 150—700 км вязкость мантии составляет около 10^{19} — 10^{20} Па·с. В нижней мантии вязкость значительно выше, на глубинах около 2000 км достигая значений, порядка 10^{22} — 10^{23} Па·с (по некоторым моделям — до 10^{25} Па·с). На еще больших глубинах в нижней мантии вязкость вещества вновь начинает уменьшаться, снижаясь, вероятно, до 10^{18} — 10^{19} Па·с в переходном слое D".

2.7.3. Ядро

Верхний предел вязкости вещества во внешнем ядре можно оценить по затуханию проходящих через него продольных сейсмических волн. Эта оценка даёт значение вязкости, значительно меньшее 10^8 Па·с. С другой стороны, для генерации в ядре дипольного магнитного поля, ось которого близко совпадает с осью вращения Земли, необходимо, чтобы скорости течений вещества ядра были достаточно большими для возникновения в них инерционных ускорений Кориолиса, способных “закрутить” такие течения в структуры с заметными широтными составляющими. Но для этого необходимы скорости течений вещества в ядре порядка сантиметров или даже десятков сантиметров в секунду. Однако течения с такими скоростями на поверхности ядра могут возникать только в том случае, если вязкость вещества окажется достаточно низкой для возникновения быстрых течений. Изучение переменных составляющих геомагнитного поля, а также энергетического баланса механизмов его генерации, позволили определить, что вязкость жидкого вещества в земном ядре не превышает 0.05 Па·с.

О вязкости внутреннего ядра известно мало, но, по современным представлениям, она на много порядков превышает вязкость вещества во внешнем ядре.

3. ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ И ФИГУРА ЗЕМЛИ

Гравиметрия (от латинского *gravis* — тяжелый) в широком понимании — наука о гравитационном поле и фигуре Земли. Гравитационное поле отражает характер распределения масс в недрах планеты и тесно связано с её формой. Гравитационное поле определяет внешнюю баллистику Земли (траектории естественных и искусственных спутников и т. д.).

3.1. Из истории гравиметрии

3.1.1. Первые определения гравиметрических характеристик Земли

1. Из закона всемирного тяготения $F = G \frac{mM}{r^2}$ (G — гравитационная постоянная) и 2-го закона Ньютона $F = mg$ следует выражение для ускорения силы тяжести на поверхности шарообразной Земли с радиусом R_E и массой M : $g = G \frac{M}{R_E^2}$.

2. Измерение ускорения g (среднее значение 9.81 м/с^2).

– Из наблюдений за *свободным* падением (Галилей, 1590) получаем $g = \frac{2s}{t^2}$, где s — путь, пройденный за время t .

В настоящее время этот принцип использован в *абсолютном гравиметре*.

– Измерения *с помощью маятника*.

Для математического маятника; период $T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$, или $g = \frac{4\pi^2 l}{T^2}$.

– Измерения *с помощью пружинного гравиметра*. Измеряется удлинение пружины, на которой подвешен груз известной массы. Это удлинение пропорционально значению g . Метод обладает достаточно высокой точностью, однако измерения относительные, так как необходимо учитывать изменения температуры, давления, усталость материала.

3. Измерения гравитационной постоянной G .

Значение гравитационной постоянной G впервые вычислил Кавендиш (1798 г.) на основании закона всемирного тяготения и измерения силы притяжения между телами различной массы с помощью точных крутильных весов:

$$G = F \frac{r^2}{m_1 M}, \quad G = 6.672 \cdot 10^{-11} \text{ Н м}^2/\text{кг}^2$$

4. Масса Земли M .

$$M = \frac{gR_E^2}{G}.$$

По современным оценкам $M = 5.977 \cdot 10^{24}$ кг.

Другой способ оценки массы Земли основан на так называемом «взвешивании гор». Оно состоит в измерении угла отклонения груза от линии отвеса вблизи гор известной массы m и размера. Угол отклонения при этом пропорционален m/M (Грушинский, Грушинский, 1985).

5. Средняя плотность Земли.

$$\rho_E = \frac{3M}{4\pi R_E^3} = 5.517 \text{ г/см}^3.$$

Т.к. поверхностные породы имеют плотность $\rho = 2.5\text{—}3.5 \text{ г/см}^3$, плотность воды $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ то такое значение средней плотности означает, что плотность Земли *возрастает с глубиной*.

Ньютон полагал (ещё до определения массы Земли), что, «как бы ни образовывались планеты, в то время, когда они были жидкими массами, всё более тяжело вещество осело к центру. ...Обычное вещество на поверхности нашей Земли приблизительно в два раза тяжелее воды, а несколько глубже, в шахтах, находят вещество в три, четыре и даже пять раз тяжелее. ...Количество всего вещества в Земле может быть в пять или шесть раз больше, чем его было бы, если бы Земля полностью состояла из воды» (цитата по книге Буллена, 1978).

6. Момент инерции Земли.

Момент инерции характеризует инертность тела при вращательном движении. $I = \sum_i m_i r_i^2 = \int_V r^2 \rho(r) dV$. Чем ближе масса к оси вращения, тем меньше I . Для однородного шара радиуса r : $I = 0.4mr^2$.

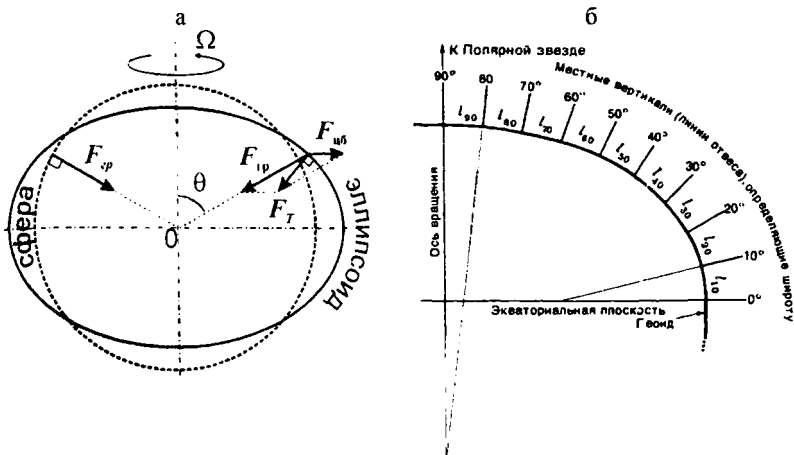


Рис. 3.1. Приближение эллипсоида для формы Земли. (а) Сила тяжести на вращающейся и не вращающейся Земле. (б) Разница между величиной меридиональной дуги у экватора и у полюса на эллипсоиде.

Момент инерции определяют по величине прецессии земной оси, происходящей вследствие взаимодействия со спутниками и Луной. Экспериментально определенный момент инерции Земли I_E меньше, чем момент инерции I_0 однородного шара такого же размера и массы:

$$I_E = 8.07 \cdot 10^{37} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 = 0.3308 MR_E^2 = 0.83 I_0$$

Это еще раз подтверждает, что плотность внутри Земли *возрастает*. Вопрос, как именно возрастает, обсудим позднее.

3.1.2. Приближение эллипсоида для формы Земли

И.Ньютон впервые связал гравитацию, вращение и форму планеты. Он применил закон всемирного тяготения к Земле, считая её гравитирующей жидкостью. Из его выкладок следовало, что если бы Земля не вращалась, то имела бы сферическую поверхность, а вертикаль (перпендикуляр к поверхности) проходила бы через центр этого шара (на рис 3.1а слева).

Далее, Ньютон учел, что при вращении добавляется центробежная сила $F_{цб}$, и первоначально сферическое жидкое тело деформируется так (рис. 3.1а справа), чтобы суммарная сила

$$F_T = F_{гр} + F_{цб}$$

была направлена перпендикулярно поверхности. В этом случае вертикаль, вообще говоря, не проходит через геометрический центр фигуры (кроме полюсов и экватора). Ньютон показал, что жидкая Земля примет форму *эллипсоида вращения* (рис. 3.1) со сжатием

$$\alpha = \frac{a-b}{a},$$

где a и b — экваториальный и полярный радиусы. Ньютон получил для *однородной* Земли (то есть для случая $\rho(r) = \text{const}$) значение $\alpha = 1/230$. Из этих выкладок следовало (рис. 3.1б), что линии широты (параллели), проводимые через равные углы между местными вертикалями и направлениями на Полярную звезду, оказываются не на одинаковом расстоянии друг от друга: дуга 1° у полюса (111.7 км) больше, чем на экваторе (110.6 км).

Вообще говоря, сжатие вращающейся жидкости зависит от распределения масс внутри неё. Гюйгенс в предположении, что вся масса сосредоточена в центре Земли, получил $\alpha = 1/577$.

Значения сжатия $\alpha = 1/230$ и $1/577$ можно рассматривать как диапазон принципиально возможных значений. Современное значение $\alpha = 1/298.25$.

Работы Ньютона породили научный спор о форме Земли. Так французские ученые (например, Кассини) придерживались мнения о «яйцеобразности» Земли. Для проверки гипотез были отправлены экспедиции (1735—1742 гг.) в полярные и экваториальные области (Лапландию и Перу) для измерения величины дуги 1° . В результате было получено, что на экваторе дуга 1° имеет длину 110604 м, на широте 49° — 111258 м, на широте 66° — 111917 м. По этим данным легко определить и большую полуось общего земного эллипсоида, и его сжатие. В результате было получено подтверждение гипотезы Ньютона: полярная ось меньше экваториальной примерно на 20 км.

Клеро, один из участников лапландской экспедиции, позднее расширил доказательство Ньютона, и в работе «Теория фигуры Земли, основанная на началах гидростатики» (1743 г.) показал теоретически, что Земля будет иметь форму эллипсоида и в случае, если плотность меняется по радиусу (подробнее будет рассмотрено ниже).

Таким образом, была установлена связь *распределения плотности* в Земле, *напряженности* гравитационного поля g и *формы* Земли.

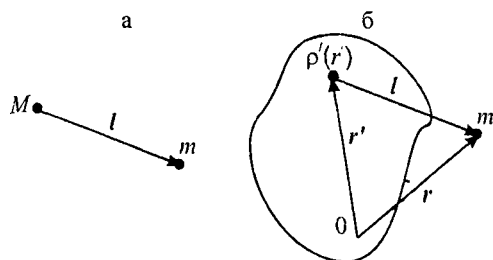


Рис. 3.2. Описание гравитационного взаимодействия точечной массы m с (а) точечной и (б) распределенной массой M .

3.2. Общие сведения и понятия

3.2.1. Гравитационный потенциал

Рассмотрим основные характеристики, описывающие гравитационное взаимодействие: гравитационную силу, напряженность гравитационного поля и гравитационный потенциал.

Характеристика	Точечные массы	Распределенная масса
Сила $F(\mathbf{r})$	$F = G \frac{Mm}{l^2},$ $F(l) = G \frac{Mm}{l^2} \frac{l}{l}$	$F(\mathbf{r}) = Gm \int_V \frac{dM'}{l^2} = Gm \int_V \frac{\rho' dV'}{ \mathbf{r} - \mathbf{r}' ^2}$
Напряженность гравитационного поля $\mathbf{g} = \mathbf{F}/m$	$\mathbf{g} = G \frac{M}{l^2},$ $\mathbf{g}(l) = G \frac{M}{l^2} \frac{l}{l}$	$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = G \int_V \frac{dM'}{l^2} = G \int_V \frac{\rho' dV'}{ \mathbf{r} - \mathbf{r}' ^2} \quad (3.1)$
Гравитационный потенциал $U(\mathbf{r}),$ $\mathbf{g} = -\text{grad}U$	$U = G \frac{M}{l}$	$U(\mathbf{r}) = G \int_V \frac{dM'}{l} = G \int_V \frac{\rho' dV'}{ \mathbf{r} - \mathbf{r}' }$

Здесь и далее величины со штрихами относятся к точкам внутри гравитирующего тела, величины без штрихов — к точкам вне тела.

Уравнение для гравитационного потенциала:

$$\begin{aligned} \nabla^2 U &= -4\pi G\rho(r) && \text{внутри тела,} \\ \nabla^2 U &= 0 && \text{вне тела.} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Для гравитационного потенциала внутри тела справедливо уравнение Пуассона. Для потенциала вне тела справедливо уравнение Лапласа. Решения уравнения вне и внутри тела «сшиваются» на границе. Это означает, что *распределение плотности* в рассматриваемом теле полностью определяет гравитационный потенциал, а значит, и *гравитационное поле* этого тела. Плотность внутри тела входит в уравнение для внешнего потенциала через граничные условия.

3.2.2. Решение уравнения Лапласа с помощью сферических функций

Поскольку Земля имеет форму, близкую к сфере, удобно использовать сферические координаты (рис. 3.3). Соотношения между декартовой прямоугольной и сферической системами координат имеет вид:

$$\begin{aligned} x &= r \sin\theta \cos\lambda, \\ y &= r \sin\theta \sin\lambda, \\ z &= r \cos\theta, \\ dV &= dx dy dz = r^2 \sin\theta dr d\theta d\lambda, \end{aligned}$$

где θ — полярный угол, $\varphi = \pi/2 - \theta$ — широта, λ — долгота.

Рассмотрим функцию $Z(r, \theta, \lambda)$, которая является решением уравнения Лапласа:

$$\Delta Z = 0,$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа, или в сферических координатах:

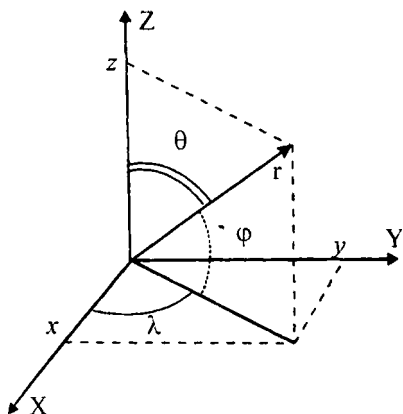
$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial Z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial Z}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2 Z}{\partial \lambda^2} = 0. \quad (3.3)$$

Это уравнение решается методом *разделения переменных*. Пусть:

$$Z(r, \theta, \lambda) = Y(r) \cdot S(\theta, \lambda),$$

где $S = S_n(\theta, \lambda)$, — сферическая функция (или *гармоника*) порядка

Рис. 3.3. Декартова
прямоугольная и сферическая
системы координат.



п — определенным образом выбранная функция θ и λ .

Сферические функции являются *собственными функциями* уравнения Лапласа. Использование сферических функций приводит к тому, что дифференциальное уравнение Лапласа в частных производных (3.3) распадается на два уравнения: на дифференциальное уравнение в частных производных для $S(\theta, \lambda)$ и обыкновенное дифференциальное уравнение для $Y(r)$:

$$\Delta S(\theta, \lambda) = -n(n+1)S(\theta, \lambda)$$

$$r^2 \frac{d^2 Y}{dr^2} + 2r \frac{dY}{dr} - n(n+1)Y = 0, \quad (3.4)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$, — собственные значения (номера гармоник). Для каждого значения n есть своё решения уравнения Лапласа (3.3), то есть имеем целый *набор* решений.

Частное решение уравнения для $Y_n(r)$ имеет для каждого n вид:

$$Y_n(r) = \alpha_n r^n + \frac{\beta_n}{r^{(n+1)}},$$

где α_n и β_n — константы, определяемые из граничных условий.

Сферическая функция $S_n(\theta, \lambda)$ для каждого n выражается следующим образом:

$$S_n^m = P_n^m(\cos \theta) (D_n^m \cos m\lambda + E_n^m \sin m\lambda), \quad (3.5)$$

где $m = 0, \dots, n$; $P_n^m(x)$ — присоединенные полиномы Лежандра:

$$P_n^m(x) = (x^2 - 1)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_n(x), \quad (3.6)$$

где $P_n(x)$ — полиномы Лежандра. Полиномы Лежандра являются решениями уравнения:

$$\frac{d}{dx} \left((1-x^2) \frac{dP}{dx} \right) + n(n+1)P = 0. \quad (3.7)$$

Полином Лежандра $P_n(x)$ — это полином порядка n определенного вида:

$P_0(x) = 1$; $P_1(x) = x$; $P_2(x) = 1/2 \cdot (3x^2 - 1)$; $P_3(x) = 1/2 \cdot (5x^3 - 3x)$... и т. д.

Отметим, что полиномы с четным n содержат только четные степени x , с нечетным — только нечетные.

Общее решение уравнения Лапласа можно теперь записать в виде:

$$Z(r, \theta, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\alpha_n r^n + \frac{\beta_n}{r^{(n+1)}} \right) S_n^m(\theta, \lambda). \quad (3.8)$$

Таким образом, используя решение уравнения Лапласа с помощью сферических функций, можно записать решение уравнения (3.2) для гравитационного потенциала. Однако нам неизвестны априори коэффициенты α_n и β_n . Подойдем к этой проблеме с другой стороны.

3.2.3. Понятие о разложении по сферическим функциям

В выражении для сферических функций входят синус и косинус, то есть ортогональные функции. Свойство ортогональности сферических функций позволяет использовать их для аналитического представления физического поля, рельефа или других величин, заданных в виде карты на сферической поверхности.

Сферические функции играют ту же роль, что и тригонометрические для приближенного представления произвольной функции, заданной на отрезке l_0 рядом Фурье:

$$F(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(p_n \cos 2\pi n \frac{x}{l_0} + q_n \sin 2\pi n \frac{x}{l_0} \right).$$

Пусть $F(\theta, \lambda)$ — известная, кусочно-непрерывная функция, заданная в сферических координатах. Ее можно представить в виде

разложения по сферическим гармоникам с соответствующими амплитудами:

$$F(\theta, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} S_n(\theta, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda), \quad (3.9)$$

где

$$a_n^m = \kappa_{nm} \int_{\Sigma} F(\theta', \lambda') \cdot \cos m\lambda' P_n^m(\cos \theta') d\Sigma',$$

$$b_n^m = \kappa_{nm} \int_{\Sigma} F(\theta', \lambda') \cdot \sin m\lambda' P_n^m(\cos \theta') d\Sigma',$$

$$\kappa_{nm} = \begin{cases} 2n+1 & m=0 \\ (2n+1) \frac{2(n-m)!}{(n+m)!} & m \neq 0 \end{cases},$$

— нормировочные коэффициенты, интегрирование проводится по поверхности Σ .

На практике используется конечный ряд, содержащий N сферических гармоник.

В случае *осевой симметрии*, когда функция F не зависит от λ , имеем $m=0$ и $S_n^0 = S_n = P_n(\cos \theta)$. В этом случае:

$$F(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n P_n(\cos \theta).$$

Коэффициенты c_n можно вычислить как:

$$C_n = \frac{1}{2} (2n+1) \int_0^{\pi} F(\theta') P_n(\cos \theta') d\theta'.$$

Сферические функции S_n , которые обращаются в 0 на широтных окружностях, называются *зональными* (рис. 3.4). Функции S_n^m , которые обращаются в 0 на меридиональных линиях окружностях, называются *секториальными* функциями. Функции S_n^m , которые обращаются в 0 на последовательности $2m$ равноотстоящих друг от друга меридиональных линий и на последовательности $n-m$ широтных кругов, называются *тессеральными* (от латинского *tessera* — плитка в мозаике.).

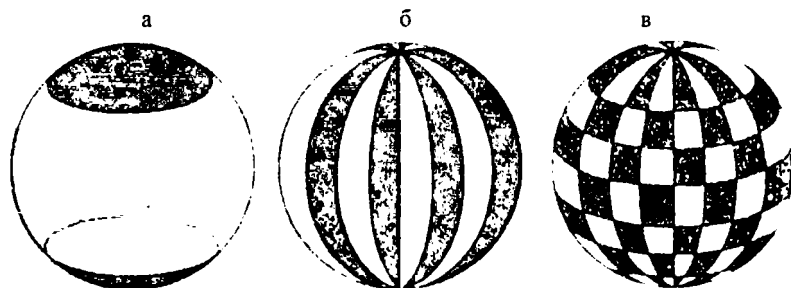


Рис. 3.4. К понятию сферических функций. Разными цветами показаны области, в которых принимают положительные и отрицательные значения (а) зональные, (б) секториальные, и (в) тессеральные функции. На линиях сферические функции обращаются в 0.

Соответственно, коэффициенты разложения c_n называют зональными, а a_n^m и b_n^m — тессеральными коэффициентами. Таким образом, разложение $F(\theta)$ по сферическим функциям — это представление $F(\theta)$ в виде суммы гармоник с длинами $\theta_n = 2\pi n$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Например, если $F(\theta) = R(\theta)$ — расстояние от центра Земли до ее поверхности (то есть $R(\theta)$ — фигура Земли), то разложение $R(\theta)$ по сферическим функциям — это представление рельефа (фигуры) Земли в виде суммы гармоник с длинами $l_n = 2\pi/n R_E$, где $R_E = C_0$ — средний радиус Земли.

При разложении $F(\theta)$ по сферическим гармоникам более высокие гармоники (с большими n) характеризуют более мелкие особенности «профиля» $F(\theta)$.

Итак, гравитационный потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа вне тела, и решение имеет вид (3.8), то есть выражается через сферические функции.

С другой стороны, любую, в том числе наблюдаемую, функцию можно разложить по сферическим функциям (3.9). Тогда можно использовать экспериментальные данные для определения теоретических коэффициентов разложения поля.

3.3. Потенциал силы тяжести

3.3.1. Разложение потенциала по сферическим функциям

Сила тяжести на Земле складывается из гравитационной силы и центробежной силы (рис. 3.1).

$$\mathbf{F}_m = \mathbf{F}_{gp} + \mathbf{F}_{цб}$$

Соответственно, потенциал силы тяжести W складывается из гравитационного потенциала U и потенциала центробежной силы Q .

$$W = U + Q.$$

Гравитационный потенциал, согласно (3.1):

$$U = G \int_V \frac{\rho'(x', y', z')}{l} dV', \quad l^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2.$$

Потенциал центробежной силы

$$Q = \frac{\Omega^2}{2} (x^2 + y^2), \quad \text{или, в сферических координатах}$$

$$Q = \frac{\Omega^2}{2} r^2 \sin^2 \theta,$$

здесь предполагается, что точка вращается вместе с Землей вокруг оси Z с частотой Ω .

Гравитационный потенциал U является решением уравнения Лапласа, поэтому мы используем для него выражение (3.8). Примем во внимание, что $U(r \rightarrow \infty) = 0$, откуда следует, что $\alpha_n = 0$. Тогда выражение для потенциала силы тяжести можно преобразовать к виду (первый член — гравитационный потенциал, второй — потенциал центробежной силы):

$$W = G \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{r^{n+1}} \sum_{m=0}^n (D_n^m \cos m\lambda + E_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta) + \frac{\Omega^2}{2} r^2 \sin^2 \theta \quad (3.10)$$

где коэффициенты разложения D_n^m и E_n^m имеют вид:

$$D_n^0 = D_n = \int_V \rho'(r') \cdot (r')^n P_n(\cos \theta') dV'$$

$$D_n^m = 2 \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \int_V \rho'(r') \cdot (r')^n \cos m\lambda' P_n^m(\cos \theta') dV'.$$

$$E_n^m = 2 \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \int_V \rho'(r') \cdot (r')^n \sin m\lambda' P_n^m(\cos \theta') dV'$$

Рассмотрим физический смысл некоторых коэффициентов D_n^m :

$$D_0^0 = \int_V \rho' dV' = M,$$

$$D_1^0 = \int_V \rho' r' \cos \theta' dV' = \int_V \rho' z' dV' = Mz_0,$$

$$D_1^1 = \int_V \rho' r' \cos \lambda' \sin \theta' dV' = \int_V \rho' x' dV' = Mx_0,$$

$$E_1^1 = \int_V \rho' r' \sin \lambda' \sin \theta' dV' = \int_V \rho' y' dV' = My_0,$$

где M — масса Земли, x_0, y_0, z_0 — координаты центра инерции Земли.

Аналогично:

$$D_2^0 = \frac{A+B}{2} - C, \quad D_2^2 = \frac{B-A}{4}$$

где C — момент инерции Земли относительно оси Z ; A и B — моменты инерции относительно осей X и Y (главных осей инерции).

Если при описании поля силы тяжести начало системы координат поместить в центр масс, а координатные оси направить вдоль главных осей инерции, то (3.10) можно записать так:

$$W = G \underbrace{\frac{M}{r}}_{n=0} + G \underbrace{\frac{1}{r^3} \left(\frac{A+B}{2} - C \right)}_{n=2, m=0} P_2^0(\cos \theta) + \underbrace{\frac{3}{4} G \frac{1}{r^3} (B-A) \sin^2 2\theta \cos 2\lambda}_{n=2, m=2} +$$

$$+ G \sum_{n=3}^{\infty} \frac{1}{r^{n+1}} \sum_{m=0}^n (D_n^m \cos m\lambda + E_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta) + \frac{\Omega^2}{2} r^2 \sin^2 \theta \quad (3.11)$$

Член с $n=1$ отсутствует за счет выбора системы координат.

Коэффициенты D_n^m и E_n^m могут быть определены по (3.10) через распределение плотности в Земле. Однако функция плотности $\rho = \rho(r, \theta, \lambda)$ нам неизвестна (наоборот, в следующих разделах мы рассмотрим, как гравитационные данные используются для ее определения).

Попробуем тогда подойти к решению проблемы с другой стороны. Для этого используем данные по *экспериментальным измерениям* силы тяжести, полученные из наблюдений за искусственными спутниками Земли.

При орбитальном движении с выключенными двигателями механическая энергия спутника сохраняется:

$$E = \frac{mv^2}{2} + mg(R_E + h) = \frac{3}{2}mg(R_E + h) = \text{const}$$

где h — высота орбиты над поверхностью Земли, R_E — радиус Земли. Если изменяется сила тяжести g , то, соответственно, должна изменяться и высота h траектории движения спутника, которая определяется весьма точно.

Разложение полученного таким образом потенциала силы тяжести W по сферическим гармоникам, подобно (3.9), дает:

$$W = G \frac{M}{r} \cdot \left[1 - \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{a}{r} \right)^n J_n P_n(\cos \theta) + \right. \\ \left. + \sum_{n=3}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r} \right)^n P_n^m(\cos \theta) \cdot (A_n^m \cos m\lambda + B_n^m \sin m\lambda) \right] + \frac{\Omega^2}{2} r^2 \sin^2 \theta \quad (3.12)$$

где a — экваториальный радиус Земли.

Таким образом, в разложении гравитационного потенциала выделяется часть, не зависящая от λ (то есть обладающая осевой симметрией). Коэффициенты J_n разложения называют *зональными*, а A_n^m и B_n^m — *тессеральными гравитационными моментами*.

Траектории искусственных спутников Земли достаточно плотно покрывают поверхность Земли, что дает возможность детально (гораздо детальнее, чем при наземных измерениях) определить поле силы тяжести и получить оценки гравитационных

Таблица 3.1. Зональные гравитационные моменты J_n .

N	2	3	4	5	6	7	8
$J_n \cdot 10^{-6}$	1082.63	-2.54	-1.61	-0.23	0.56	-0.36	-0.19
$\Delta J_n \cdot 10^{-6}$	0.004	0.004	0.02	0.004	0.03	0.01	0.05

моментов до достаточно высоких порядков. В 1975 г. опубликованы значения J_n , до $n=21$, A_n^m и B_n^m — до $n=6$. Данные для зональных моментов J_n приведены в таблице 3.1 ($J_0 = 1$).

Коэффициенты A_n^m и B_n^m при $n > 2$ имеют такой же порядок величины, что и соответствующие J_n .

Сопоставляя (3.12) с (3.10), легко убедиться, что:

$$J_n = -\frac{D_n^0}{Ma^n} = -\frac{\int \rho'(r') \cdot (r')^n P_n(\cos \theta') dV'}{Ma^n},$$

в частности $J_2 = \frac{\left(C - \frac{A+B}{2}\right)}{Ma^2}$

$$A_n^m = \frac{D_n^m}{Ma^n} = \frac{\int \rho'(r') \cdot (r')^n \cos m\lambda' P_n^m(\cos \theta') dV'}{Ma^n}, \quad (3.13)$$

$$B_n^m = \frac{E_n^m}{Ma^n} = \frac{\int \rho'(r') \cdot (r')^n \sin m\lambda' P_n^m(\cos \theta') dV'}{Ma^n}.$$

Таким образом, отметим, что выражения (3.13) связывают распределения плотности в Земле с величинами J_n , A_n^m и B_n^m , которые получаются из наблюдений.

3.3.2. Нормальный потенциал

Основной вклад в поле силы тяжести даёт нулевая гармоника (которая соответствует полю шара и не зависит от θ и λ). Из таблицы значений J_n видно, что для части поля, зависящей от θ и λ , следующий по порядку величины вклад ($\sim 10^{-3}$) даёт вторая гармоника, а вклад гармоник высших порядков ($n > 2$) значительно меньше ($\sim 10^{-3} \cdot J_2$). Поэтому естественно разделить W на главную часть и малые возмущения W' :

$$W = W_0 + W'.$$

Главную часть W называют *нормальным* полем W_0 , W — *аномальным* полем.

$$W_0 = G \frac{M}{r} \left(1 - \left(\frac{a}{r} \right)^2 J_2 P_2(\cos \theta) \right) + \frac{\Omega^2}{2} r^2 \sin^2 \theta, \quad (3.14)$$

где $P_2(\cos \theta) = 1/2 \cdot (3 \cos^2 \theta - 1)$. Далее индексом 0 будем обозначать так называемые параметры *нормальной* Земли (силу тяжести, фигуру и т. д.)

Отметим, что центробежным членом пренебречь нельзя, так как он дает вклад в поле того же порядка, что и член с J_2 .

Заметим, что нормальный потенциал (3.4) не зависит от долготы λ , то есть нормальное поле симметрично относительно оси вращения Земли.

Иногда в нормальный потенциал включают еще член с $P_4^0(\cos \theta)$.

В соответствии с нормальным потенциалом вводится и нормальное ускорение силы тяжести: $g_0 = -\frac{dW_0}{dr}$.

3.4. Фигура Земли

Термин *фигура Земли*, как правило, обозначает форму её *уровенной* поверхности, то есть такой поверхности, относительно которой измеряются высоты её физической поверхности.

3.4.1. Геоид

Поверхность Земли имеет сложный рельеф, поэтому возникает вопрос, что принять за *фигуру* (то есть форму) Земли. Примерно 72 % поверхности Земли покрыто океаном. Поэтому естественно за форму Земли принять форму невозмущенной поверхности океана. Вода располагается в океанических впадинах под действием силы тяжести. Градиент W вдоль поверхности океана равен нулю, поэтому уравнение, позволяющее определить поверхность Земли, имеет вид:

$$W(r, \theta, \lambda) = \text{const.}$$

Это уравнение описывает поверхность уровня $r = r(\theta, \lambda)$ (эквипотенциальную поверхность). Ограниченное этой поверхностью тело называют *геоидом*. Поверхность геоида

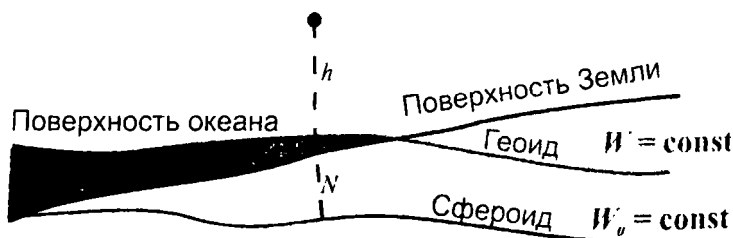


Рис. 3.5. Соотношения эллипсоида, геоида и поверхности Земли. h — высота точки над поверхностью геоида, N — высота геоида относительно референц-эллипсоида.

совпадает с поверхностью океана, невозбужденной внешними воздействиями (приливами, волнами и т. п.); на суше поверхность геоида — внутренняя, и может быть построена только аналитически приближенно (рис. 3.5).

3.4.2. Нормальная фигура Земли (сфероид)

Условие для нормального потенциала

$$W_0 = K_0 = \text{const}$$

позволяет из семейства поверхностей уровня выбрать такую, которой соответствует *нормальная* фигура Земли $r_0 = r_0(\theta, \lambda)$. Согласно (3.14) имеем:

$$G \frac{M}{r_0} - GM \frac{a^2}{r_0^3} J_2 P_2(\cos \theta) + \frac{\Omega^2}{2} r_0^2 \sin^2 \theta = K_0, \quad (3.15)$$

или

$$G \frac{M}{r_0} - G \frac{1}{r_0^3} \left(C - \frac{A+B}{2} \right) \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) + \frac{\Omega^2}{2} r_0^2 \sin^2 \theta = K_0.$$

Обозначим $\frac{A+B}{2} = \tilde{A}$, то есть вместо трёхосного эллипсоида используем эллипсоид вращения. Воспользуемся условием $r_0|_{\theta=90^\circ} = a$, чтобы выбрать наилучшее приближение к геоиду.

Тогда при $\theta = 90^\circ$ из (3.15) имеем для K_0 :

$$K_0 = G \frac{M}{a} + G \frac{C - \tilde{A}}{2a^3} + \frac{\Omega^2 a^2}{2}.$$

Подставляя это в (3.15) легко убедиться, что (3.15) содержит два малых параметра: отношение центростремительного ускорения к гравитационному на экваторе:

$$q = \frac{\Omega^2 a}{g_e} = \frac{\Omega^2 a}{GM/a^2} = \frac{a_{цб}}{a_{грав}} = \frac{1}{288} \sim 3 \cdot 10^{-3},$$

и зональный гравитационный момент $J_2 = \frac{C - \tilde{A}}{Ma^2} \sim 10^{-3}$.

Решаем (3.15) относительно r_0 с точностью до малых величин первого порядка по q и J_2 (то есть, пренебрегая членами с q^2 и $(J_2)^2$). Это оправдано, так как в выражении для нормального потенциала мы уже пренебрегли членами с J_3 и выше (то есть меньше 10^{-5}). Находим для нормальной фигуры Земли:

$$r_0 = a(1 - \alpha_0 \cos^2 \theta), \quad (3.16)$$

$$\text{где } \alpha_0 = \frac{3(C - \tilde{A})}{2Ma^2} + \frac{q}{2} = \frac{1}{2}(3J_2 + q).$$

Выражение (3.16) описывает сфероид, известный в теории фигуры Земли как *сфероид Клеро* (1743 г.). Для сфероида Клеро $q = 1/288$. Сфероид Клеро обладает осевой симметрией.

Из (3.16) видно, что α_0 имеет смысл сжатия сфероида:

$$\alpha_0 = \frac{a - b}{a},$$

где $r_{0, \theta=90^\circ} = a$ — экваториальный радиус,

$$r_{0, \theta=0^\circ} = a(1 - \alpha_0) = b \text{ — полярный радиус Земли.}$$

3.4.3. Сила тяжести на сфероиде Клеро

Дифференцируя выражение (3.14) для W_0 по r и подставляя туда r_0 из (3.16), найдем распределение силы тяжести $g_0 = g_0(\theta, \lambda)$ на сфероиде Клеро (*теорема Клеро*):

$$g_0 = g_e(1 + \beta \cos^2 \theta) = g_e(1 + \beta \sin^2 \varphi), \quad (3.17)$$

где $\beta = 5/2 q - \alpha_0 = 2q - 3/2 J_2$,

$$g_e = \frac{GM}{a^2} \left(1 - \frac{3}{2} q + \alpha_0\right) = \frac{GM}{a^2} \left(1 - q + \frac{3}{2} J_2\right).$$

На полюсе ускорение больше, чем на экваторе $g_p > g_e$. Причём

$$\frac{g_p - g_e}{g_p} = \frac{1}{189}.$$

Это является результатом действия двух факторов:

- Влияние центробежного эффекта. Это даёт вклад $1/288$ разницы g_p и g_e .
- Влияние перетекания масс от полюсов к экватору из-за действия центробежных сил на «жидкую» Землю (образование экваториального вздутия). Это приводит к эллиптичности Земли и даёт $1/189 - 1/288 = 1/549$ разницы g_p и g_e .

Выражение (3.17) позволяет определить g_e и β по данным о силе тяжести на поверхности Земли. Поскольку g_e и β связаны известными соотношениями с M и a , выражение (3.17) фактически позволяет определить массу Земли, ее экваториальный радиус a и полярный радиус b (через α_0), основываясь лишь на измерениях силы тяжести на поверхности.

В настоящее время в нормальное поле принято включать член, отвечающий $P_4^0(\cos\theta)$. В этом случае (3.17) принимает вид формулы Гельмера для нормальной силы тяжести:

$$g_0 = g_e(1 + \beta \cos^2\theta - \beta_1 \cos^2 2\theta), \quad (3.17^*)$$

Заметим, что $\beta_1 \sim \alpha_0^2 \ll \beta$. Выражение (3.17*) соответствует удержанию квадратов малых параметров g , J_2 или α_0 в теории фигуры Земли. При этом члены, отвечающие 3-ей гармонике разложения гравитационного поля по сферическим функциям, опущены. Нормальная фигура (3.17*) сохраняет симметрию относительно плоскости экватора (то есть нормальное ускорение силы тяжести в северном и южном полушариях — одинаково).

3.4.4. Референц-эллипсоид и геоид

В этом приближении нормальной фигурой Земли является эллипсоид, отличный от эллипсоида Клеро. Этот эллипсоид носит название *референц-эллипсоида (или сфероида)*, и является системой отсчета.

Относительно референц-эллипсоида определяются высоты геоида. На рис. 3.6 представлены высоты геоида в изолиниях, а на рис. 3.7 — усредненное отклонение геоида, рассчитанное в приближении осевой симметрии. Минимальное значение высоты геоида (-113 м) — у юго-восточной оконечности Индии, максимальное ($+57$ м) — в районе Исландии.

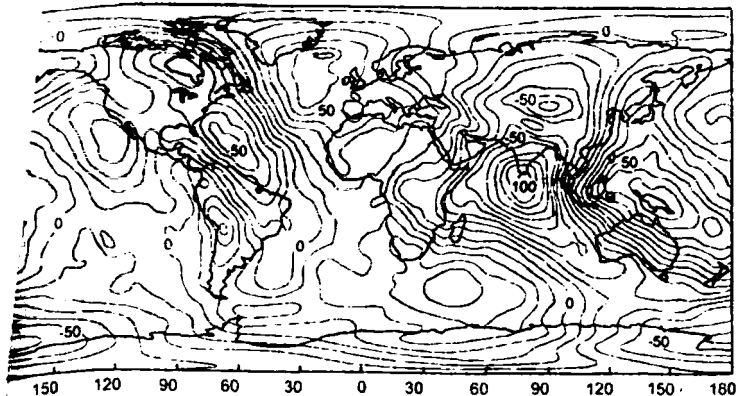


Рис. 3.6. Высоты геоида относительно референц-эллипсоида (по Bowin, 2000).

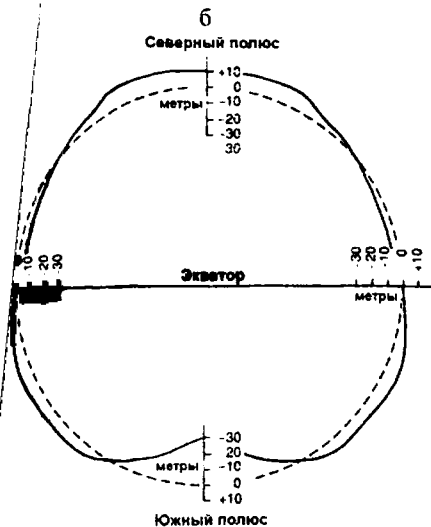


Рис. 3.7. Усредненное отклонение геоида, рассчитанное в приближении осевой симметрии (по King-Hele, 1969).

3.4.5. Стандартные параметры Земли

Параметры g_0 и β также могут быть рассчитаны, если известны: Ω , a , GM и J_2 (см. (3.13)). Эти величины могут быть получены с большой точностью из астрономических наблюдений и по спутниковым данным.

Для проблемы внутреннего строения Земли важной является величина *среднего момента инерции*

$$I = \frac{C + A + B}{3},$$

которая, наряду со средним значением плотности и данными сейсмологии, позволяет определить распределение плотности в недрах Земли.

Чтобы определить I , надо знать, кроме J_2 , еще какую-нибудь величину, связанную с C и A . Это можно сделать по астрономическим наблюдениям за прецессией земной оси. Прецессия возникает вследствие действия со стороны Луны на Землю вращающего момента и направлена противоположно вращению Земли. Вызывающий прецессию момент появляется из-за различного притяжения к Луне экваториальных вздутий (для наглядности они показаны на рис. 3.7 как дополнительные массы m_1 и m_2).

Постоянная прецессии земной оси равна:
($C - A$)/ $C = 0.0032732$.

На основе данных измерения g и глобальных «космических» параметров Ω , a , GM и J_2 приняты стандартные параметры приведенные в таблице 3.2.

Таблица 3.2. Параметры Земли согласно «Геодезической референц-системе 1980 г.»

Масса	$M = 5.9736 \cdot 10^{24}$ кг
Средний радиус	$R_E = 6371.01$ км
Экваториальный радиус	$a = 6378137$ м
Полярный радиус	$b = 6356752$ м
Сжатие	$\alpha_0 = 1/298.257$
Ускорение на экваторе	$g_e = 9.7803267715$ м/с ²
Ускорение на полюсе	$g_p = 9.8321863685$ м/с ²
Параметр формулы Клеро	$\beta = 0.0053024$
Параметр формулы Гельмера	$\beta_1 = 5.9 \cdot 10^{-6}$
Гравитационный момент	$J_2 = 1082.6265 \cdot 10^{-6}$
Средний момент инерции	$I = 0.3299765 Ma^2 =$ $0.3307144 MR^2$
Полярный момент инерции	$C = 0.3307007 Ma^2$
Момент инерции относительно оси Y	$B = 0.3296181 Ma^2$
Момент инерции относительно оси X	$A = 0.3296108 Ma^2$
Угловая скорость вращения	$\Omega = 7.292115 \cdot 10^{-5}$ рад/с

3.4.6. Фигура равновесия вращающейся жидкости

При гидростатическом равновесии давление с глубиной возрастает за счет веса вышележащих слоёв

$$dp = \rho dW, \text{ или}$$

$$dp = -\rho g dr. \quad (3.18)$$

В отсутствии вращения эквипотенциальная поверхность для плотности является сферой (иначе на ней возникнет некомпенсированное давление $\Delta p = -\rho g dr$). Следовательно, и уровенная поверхность $W = \text{const}$ — сфера. То есть не вращающееся гидростатическое тело имеет форму шара.

Вращение исказит шар, так что уровенная поверхность примет вид:

$$\bar{r} = r(1 + \psi(r, \theta, \lambda)), \text{ где } r \text{ — радиус равновеликой сферы.}$$

Раскладывая $\psi(r, \theta, \lambda)$ по сферическим функциям и учитывая (3.18), можно с точностью до первого порядка по q найти, что:

$$\bar{r} = r(1 + \psi(r)qP_2(\cos \theta)), \quad (3.19)$$

где $\psi(r)$ зависит от распределения плотности и может быть рассчитано, если задано $\rho = \rho(r)$.

$$\text{Если обозначить: } \alpha(r) = \frac{\bar{r}|_{\theta=90^\circ} - \bar{r}|_{\theta=0^\circ}}{\bar{r}|_{\theta=90^\circ}} = \frac{a-b}{a},$$

то $\alpha(r) = -3/2q\psi(r)$ и (3.19) примет вид:

$$\bar{r} = a(1 - \alpha(r) \cos^2 \theta). \quad (3.19^*)$$

При $r = a$ $\alpha(a) = \alpha_0$ и (3.19*) описывает сфероид Клеро (3.16).

Таким образом, фигура равновесия вращающейся жидкости — сфероид, сжатие которого $\alpha(r)$ изменяется по радиусу и зависит от распределения плотности.

Рассмотрим два предельных случая:

1) Однородная Земля $\rho = \text{const}$.

$\alpha_0 = \alpha(R_E) = 5q/4 = 1/230$ (этот результат впервые получил Ньютон).

2) Вся масса сосредоточена в центре Земли.

$\alpha_0 = q/2 = 1/577$ (этот результат впервые получил Гюйгенс).

Значения сжатия $\alpha_0 = 1/230$ и $1/577$ можно рассматривать как диапазон принципиально возможных значений.

Гидростатическое сжатие α_0^{hs} можно определить и в том случае, когда распределение плотности в явном виде неизвестно. Для этого надо использовать для контроля распределения плотности другую измеряемую величину — момент инерции C .

По спутниковым данным $C = 0.3307 Ma^2$, и

$$\alpha_0^{hs} = 1/299.8$$

Фактическое сжатие, напомним, равно:

$$\alpha_0 = 1/298.25.$$

Разница этих значений:

$$\Delta\alpha = \alpha_0 - \alpha_0^{hs} = 1.7 \cdot 10^{-5} \sim \alpha_0^2.$$

Т.к. использованная нами теория фигуры Земли получена в первом приближении по α_0 , разница $\Delta\alpha \sim \alpha_0^2$ — пренебрежимо мала.

Следовательно, Земля находится в гидростатическом равновесии с точностью до $\alpha_0 \sim 1/300 = 3 \cdot 10^{-3}$ (в первом приближении). В этом же приближении нормальное гравитационное поле Земли — это поле равновесной вращающейся жидкости.

3.5. Гравитационные аномалии Земли

3.5.1. Гравитационные измерения

Гравитационные измерения являются не только способом получить информацию о глобальных характеристиках поля тяжести Земли, но и позволяют выявлять региональные особенности.

Под *гравитационными аномалиями* обычно понимают разницу между измеренным и нормальным полем ($g_{obs} - g_0$).

Единица измерения g в СИ — 1 м/с^2 . В системе СГС единицей является $1 \text{ см/с}^2 = 1 \text{ гал} = 10^{-2} \text{ м/с}^2$. При измерении аномалий часто используется $1 \text{ мгал} = 10^{-5} \text{ м/с}^2$.

Для правильной интерпретации результатов наблюдений в измеренные данные g_{obs} необходимо внести ряд поправок.

Поскольку величина силы тяжести зависит от широты, то перед вычислением гравитационных аномалий необходимо внести *широтную* поправку по формуле Клеро (3.17).

3.5.2. Аномалии в свободном воздухе

Фактические измерения силы тяжести осуществляются не на поверхности сфероида Клеро, а на высоте h над геоидом — над уровнем моря или на физической поверхности Земли (рис. 3.5). Поправка для учета изменения силы тяжести с высотой называется *поправкой за свободный воздух* (введена Стоксом в 1849 г.). В первом приближении (используя формулы для шара) можно считать,

что на уровне моря $g_0 = G \frac{M}{R_E^2}$, а на высоте h над ним

$$g(h) = g_0 \frac{R_E^2}{(R_E + h)^2},$$

где R_E — средний радиус шарообразной Земли. Поскольку $h \ll R_E$, то, используя соотношение $1/(1 + \alpha)^2 \approx (1 - 2\alpha)$ при $\alpha \ll 1$, можно записать

$$g(h) \approx g_0 \left(1 - 2 \frac{h}{R_E} \right).$$

Поправка за свободный воздух δg_{fa} — величина, на которую надо скорректировать измеренные значения, чтобы привести их к уровню моря (то есть к геоиду):

$$\delta g_{fa} = g_0 - g(h) = g_0 \frac{2h}{R_E}. \quad (3.20)$$

Величина δg_{fa} прибавляется к измеренному ускорению силы тяжести, если измерение проводится в точке, лежащей над уровнем моря, и вычитается в противоположном случае. Ее величина составляет $3.1 \cdot 10^{-6} \text{ м/с}^2$ на каждый метр высоты.

После того, как в измерения g_{obs} внесена широтная поправка и поправка за свободный воздух, получается *аномалия в свободном воздухе* (или *фая* — от “free air”) Δg_{fa}

$$\Delta g_{fa} = g_{obs} - g_o(\varphi) + \delta g_{fa} = g_{obs} - g_o(\varphi) \left(1 - 2 \frac{h}{R_E} \right). \quad (3.21)$$

Высоты геоида над сфероидом не превосходят $N=100$ м. Следовательно, погрешность $\delta g = g_r - g_0 \approx 2g_0 N/r_0 \sim 30$ мгал, что превосходит точность измерений g . Однако эта ошибка распределена по гравиметрическим пунктам случайно, что

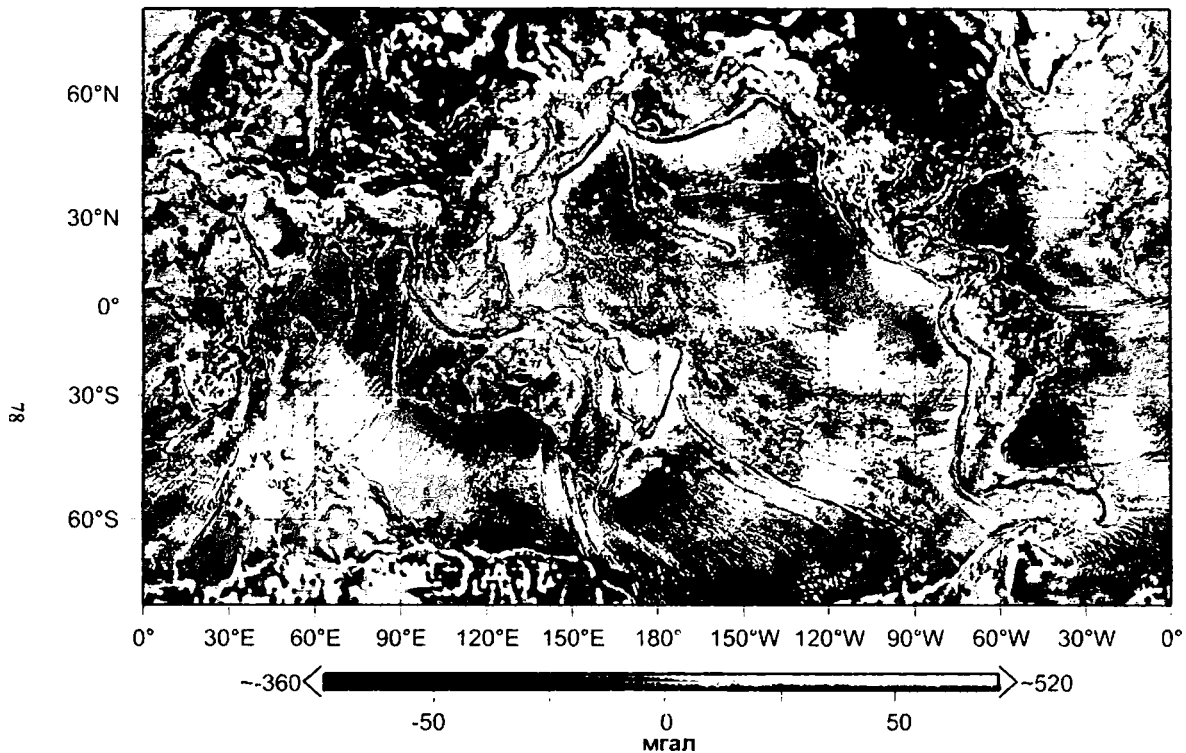
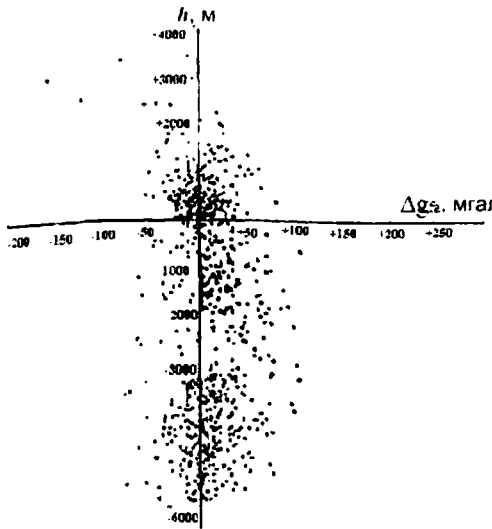


Рис. 3.8. Гравитационные аномалии в свободном воздухе, по EGM96 (Earth Gravitational Model), cddis.gsfc.nasa.gov/926/egm96/.

Рис. 3.9. Значения аномалий в свободном воздухе, усредненных по 5° , как функции таким же образом осредненных высот.



позволило получить статистически значимые оценки g_e и β .

На рис. 3.8 представлены гравитационные аномалии в свободном воздухе, построенные по EGM96 (Earth Gravitational Model).

На рис. 3.9 представлены значения Δg_{fa} , осредненные по площадкам 5° , в зависимости от высот рельефа h , осредненных таким же образом. Из рисунка видно, что зависимость аномалий от высот отсутствует, а также, что значения аномалий по абсолютному значению не выходят за пределы 100 мгал, и в основном находятся в пределах 50 мгал. Таким образом, гравитационные аномалии в свободном воздухе малы, и в значительной степени близки к 0.

3.5.3. Изостазия

Поскольку континентальная и океаническая кора значительно различаются по мощности и плотности, можно было бы, на первый взгляд, ожидать резких отличий аномалий в свободном воздухе g_{fa} на континентах и океанах. То есть можно было бы ожидать зависимости g_{fa} от высоты рельефа (поскольку тип и строение коры в целом связаны с типом рельефа). Однако приведенные на рис. 3.9 данные показывают, что ничего подобного не наблюдается. Это связано с явлением *изостазии*.

Основные принципы изостазии были предложены в пятидесятые годы XIX века. Гравиметрические измерения вблизи

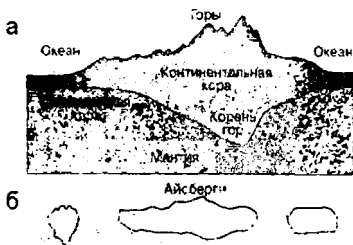


Рис. 3.10. К понятию изостазии.
Неоднородности
коры (а) «плавают» в верхней
мантии, подобно айсбергам (б).

больших горных сооружений (в частности, Гималаев), показали, что создаваемое ими избыточное притяжение значительно меньше, чем было предсказано согласно расчетам. Было предположено, что даже такие крупные неровности поверхностного рельефа чем-то компенсированы, уравновешены на глубине таким образом, чтобы на поверхности не проявлялось значительных отклонений от средних значений силы тяжести.

Английскими учеными Г. Эри и Дж. Праттом были предложены две различные схемы для объяснения возможных механизмов такой компенсации. В конце XIX века американский геолог К. Даттон назвал эффект *равновесного плавания* легкой земной коры в более тяжелой мантии *изостазией* (рис. 3.10).

Схемы установления изостатического равновесия, предложенные Праттом и Эри, до сих пор являются наиболее распространенными. Они относятся к типу моделей *локальной изостазии*. В таких схемах предполагается, что топографическая нагрузка поддерживается *непосредственно в точке её приложения*.

В этом случае применяется модель, в которой кора представляет собой набор жестких, независимых друг от друга блоков, свободно плавающих в более плотной однородной «жидкой» мантии (подобно айсбергам в океане). Условием плавания является в данном случае баланс веса блоков и выталкивающей силы (силы Архимеда). Рассмотрим, в чем отличие подходов Пратта и Эри.

Схема Пратта. Дж. Пратт предполагал, что для достижения изостазии участки повышенного рельефа должны быть сложены менее плотными (например, за счет разогрева) породами, а участки пониженного рельефа — более плотными.

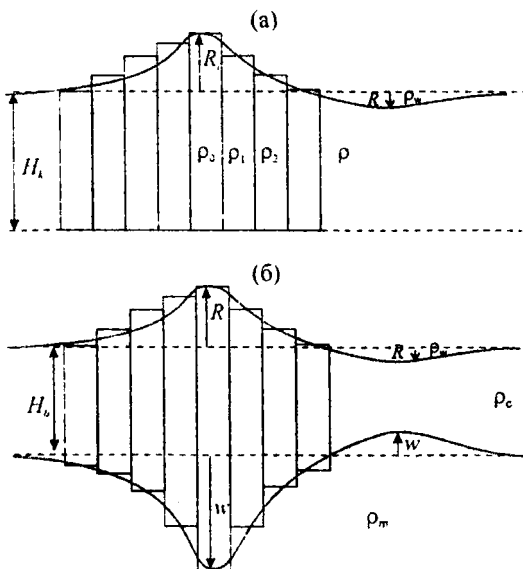


Рис. 3.11. Изостатические схемы (а) Пратта, (б) Эри.

Схематически эта ситуация представлена на рис. 3.11а, где H_k — глубина компенсации (то есть некоторый уровень, на котором достигается равновесие), R_i — высота поверхностного рельефа. Для плотностей ρ_i блоков и плотности ρ вмещающей жидкости имеет место соотношение:

$$\rho_0 < \rho_1 < \rho_2 < \dots < \rho.$$

Если известен поверхностный рельеф и глубина компенсации, тогда для плотности i -го блока

$$\rho_i = \frac{H_k}{H_k + R_i} \rho. \quad (3.22)$$

Для случая, когда понижение поверхностного рельефа заполнено океаном с плотностью ρ_w , имеем:

$$\rho_i = \frac{\rho H_k - \rho_w R_i}{H_k - R_i}$$

В реальности модель Пратта наблюдается в среднем для континентов и океанов: континентальная кора «выше» океанической и $\rho_k < \rho_{ок} < \rho$.

Схема Эри. В схеме Эри (рис. 3.11б) предполагается достижение равновесия за счет вариаций мощности земной коры: под горами мощность коры больше («корни» гор), под впадинами — меньше («антикорни» впадин).

Рассмотрим условие равновесия в модели Эри. Обозначим ρ_c — плотность коры, ρ_m — плотность верхней мантии, H_0 — среднюю невозмущенную мощность коры, $H = H(x)$ — суммарная мощность дополнительной нагрузки горного сооружения.

$$H = R + w,$$

где $R = R(x)$ — высота поверхностного рельефа, $w = w(x)$ — соответствующее прогибание нижней границы коры, x — горизонтальная координата, направление оси показано на рисунке. Из условия баланса сил можно записать

$$\rho_c g(H_0 + H) = \rho_c g H_0 + \rho_m g w, \text{ или}$$

$$w = \frac{\rho_c}{\rho_m} H, \quad R = \frac{\rho_m - \rho_c}{\rho_c} w = \frac{\rho_m - \rho_c}{\rho_m} H. \quad (3.23)$$

Для случая, когда понижение поверхностного рельефа заполнено океаном с плотностью ρ_w , имеем $w = \frac{\rho_c - \rho_w}{\rho_m - \rho_c} R$.

Из сейсмологии известно, что континентальная кора действительно толще океанической, а на континентах — кора под горными системами толще, чем под равнинами, при этом плотность континентальной коры меньше, чем океанической.

Компенсация возвышений рельефа глубинными массами называется *изостатической компенсацией*.

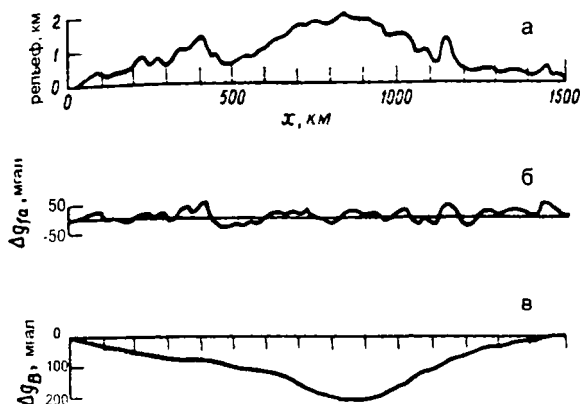
3.5.4. Аномалия Буге

Вследствие изостазии аномалии в свободном воздухе непригодны для исследования глубинных частей земной коры (рис. 5б). Для того, чтобы выделить проявление «корней», нужно исключить из гравитационного поля компенсирующий их вклад масс рельефа поверхности высотой R . Для этого вносят *поправку Буге* δg_B и *поправку за рельеф* δg_T .

В приближении *плоскопараллельных слоев* поправка Буге:

$$\delta g_B = 2\pi G \int_0^R \rho(z) dz, \quad (3.24)$$

Рис. 3.12. Рельеф (а) и аномалии силы тяжести (б) anomalies в свободном воздухе, (в) anomalies Буге.



или, для $\rho = \rho_c = \text{const}$

$$\delta g_B \approx 2\pi G \rho_c R. \quad (3.24^*)$$

Принимая среднюю плотность пород коры $\rho_c = 2.7 \text{ г/см}^3$, получаем поправку Буге $1.1 \cdot 10^{-6}$ на 1 м поднятия.

Коротковолновая поправка за рельеф (топографическая) δg_T определяется по топографической карте и имеет незначительную величину, поэтому ее часто не учитывают.

Аномалия

$$\Delta g_B = \Delta g_{fa} - \delta g_B = \Delta g_{fa} - 2\pi G \rho_c R \quad (3.25)$$

называется аномалией Буге.

Эта простая формула позволяет весьма эффективно исключить влияние местных особенностей рельефа (если рельеф не слишком крутой, иначе надо учитывать δg_T).

Поскольку редукция Буге, исключая дополнительное притяжение со стороны форм рельефа, не учитывает отрицательную аномалию плотности корней, то аномалии Буге на континентах над горными хребтами всегда отрицательные, над впадинами — положительные. Над океанами, наоборот, аномалии Буге в районе хребтов положительные, в районе впадин — отрицательные. Пример аномалий в свободном воздухе и аномалий Буге, создаваемых горным хребтом, приведен на рис. 3.12.

На рис. 3.13 представлено соотношение рельефа и гравитационных аномалий Буге (измеренных и рассчитанных по схеме Эри), которые показывают достаточно точную изостатическую компенсацию континентальной части Африки.

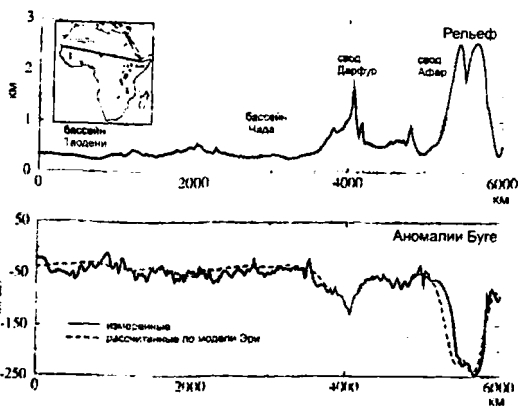


Рис. 3.13. Профиль рельефа и гравитационные аномалии Буге (измеренных и рассчитанных по схеме Эри) для Африки, по (Hartley et al., 1996). На врезке показана линия профиля.

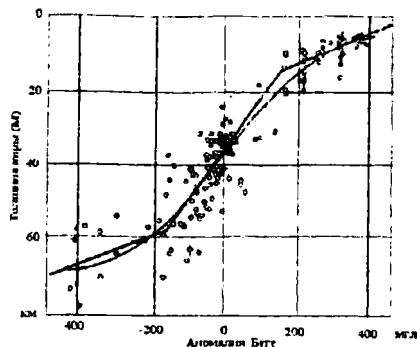


Рис. 3.14. Иллюстрация существования связи между аномалией Буге и толщиной земной коры.

В рамках изостатической гипотезы следует ожидать линейной зависимости между величиной аномалии Буге Δg_B и мощностью коры (глубиной поверхности Мохоровичича H_M):

$$\Delta g_B = \text{const} - 2\pi G \Delta \rho H_M,$$

где $\Delta \rho$ — скачок плотности на границе Мохоровичича.

На рис. 3.14 представлена обобщенная зависимость $H_M(\Delta g_B)$, полученная по эмпирическим данным (H_M — по сейсмическим данным, Δg_B — по гравиметрическим).

Видно, что она состоит из линейных участков с различным наклоном, каждый из которых соответствует *особому типу коры*. По наклону прямой оценивается скачок плотности на границе Мохоровичича $\Delta \rho$, так, для континентов $\Delta \rho \approx 0.55 \text{ г/см}^3$. Используя эмпирическую зависимость Δg_B от H_M можно по аномалиям Буге построить глубину границы Мохоровичича.

3.5.5. Характер изостатической компенсации

Соотношение аномалий в свободном воздухе Δg_{fa} и Буге Δg_B характеризует степень изостатической компенсации:

- *полная изостазия* $\Delta g_{fa} = 0$: $\Delta g_B < 0$ для континентов и $\Delta g_B > 0$ для океанов.
- *отсутствие изостазии* $\Delta g_B = 0$: $\Delta g_{fa} > 0$ для континентов и $\Delta g_{fa} < 0$ для океанов.

Для Земли в среднем $|\Delta g_{fa}| \approx 0.1 \cdot |\Delta g_B|$. Это значит, что в среднем изостазия имеет место с точностью до 10 %.

Для характеристики изостазии вводят *изостатическую аномалию*: $\Delta g_n = \Delta g_B$ – (поле масс корня рельефа).

Для ее вычисления нужно принять определенную схему изостазии (Эри или Пратта), знать рельеф поверхности, $\Delta \rho$ и нормальную толщину коры. В случае полной изостатической компенсации изостатическая аномалия близка к 0. Сопоставляя измеренные аномалии и рассчитанные по той или иной схеме аномалии, можно определить степень компенсации данной структуры и ее модельные параметры (мощности слоев и их плотности). Кроме того, сопоставление измеренных и рассчитанных аномалий Буге позволяет определить упругие свойства литосферы (эффективную упругую мощность — *effective elastic thickness EET*).

Изостазия нарушается на Земле в областях трех типов:

1. Вулканические острова (Кипр, Гавайи): $\Delta g_{fa} > 0$ и $\Delta g_B \sim 0$, то есть практически полное отсутствие компенсации.
2. Полосы $\Delta g_{fa} < 0$ вдоль глубоководных желобов, которые связаны с зонами субдукции. В этих зонах кора погружается в мантию, что и вызывает нескомпенсированную отрицательную аномалию.
3. $\Delta g_{fa} > 0$ в областях недавних опусканий коры (море Банда в Индонезии).

Обсудим кратко вопрос о реалистичности изостатического механизма формирования современного состояния Земли. Если (согласно современным представлениям) земная кора образовалась (выплавилась) из мантии, то произошло просто перераспределение масс вещества Земли по радиусу, а суммарная масса в «колонке» не изменилась. Следовательно, если до образования коры Земля находилась в гидростатическом равновесии, то условия изостазии для коры выполняются автоматически. Однако такое состояние равновесия должно нарушаться любыми нагрузками на кору.

Явным типом нагрузки служит образование океанов - заполнение водой океанических впадин. Трудно себе представить, что вода океанов, занимающих 3/4 поверхности Земли, выделилась из недр только из областей непосредственно под океанами. Следовательно, исходное состояние равновесия было нарушено при образовании океанов. Поскольку в настоящее время и океаны, и континенты находятся в равновесии, действительно существует компенсационный механизм, и кора действительно плавает в субстрате.

Другим источником изменения нагрузки на кору является «стремление» рельефа поверхности к выравниванию: эрозия выступающих частей и накопление осадков на впадинах (что приводит к горизонтальному переносу вещества). Но области с большой толщей осадков не имеют интенсивных положительных аномалий в свободном воздухе и, следовательно, осадочная нагрузка тоже скомпенсирована.

Современное оледенение является еще одним примером изостатически скомпенсированной нагрузки. Для Гренландии и Антарктиды изостатические аномалии близки к нулю, а профиль поверхности коренных пород (подо льдом) по форме и величине прогиба вполне соответствует изостатической гипотезе. По кривым изостатического поднятия территорий Скандинавии и Канады можно получить оценку вязкости астеносферы (см. главу 2).

3.5.6. Изменение силы тяжести во времени

- Изменения, вызванные изменениями во взаимном положении Земли, Луны (< 0.16 мгал) и Солнца (< 0.076 мгал). По величине они сопоставимы с точностью измерений.
- Изменения, связанные с влиянием приливов (перемещение масс в Земле и на поверхности).
- Вековые изменения, связанные с изменением скорости вращения Земли.
- Медленные изменения, связанные с перераспределением масс внутри Земли вследствие физических, химических, тектонических процессов.

В целом гравитационное поле Земли свидетельствует о том, что для Земли в целом характерно состояние гидростатического (геостатического) равновесия.

4. ОСНОВЫ СЕЙСМОЛОГИИ

4.1. Сейсмические волны

4.1.1. Сейсмические и электромагнитные волны как источник информации о строении Земли

Для изучения внутреннего строения Земли необходимо использовать процессы, несущие информацию из недр на поверхность. При этом наиболее подходящими являются такие процессы, которые в наибольшей степени локализованы в пространстве. Локализация определяет область внутри Земли, о которой используемые явления несут информацию, то есть определяет *разрешающую способность* метода. Такими процессами, прежде всего, являются *волны*, распространяющиеся через Землю. Их разрешение определяется длиной волны.

В Земле могут распространяться механические (сейсмические) и электромагнитные волны. Исследуя картину их распространения через различные области, можно получать информацию о свойствах вещества в этих областях, то есть осуществлять зондирование Земли. Рассмотрим возможности, предоставляемые нам сейсмическими и электромагнитными волнами.

1) Сейсмические волны.

Затухание сейсмических волн, обусловленное неупругостью вещества Земли (вязкостью), увеличивается с увеличением частоты (см. главу 2). Это обстоятельство ограничивает сверху частотный диапазон волн, пригодных для исследования Земли. Для решения глобальной задачи исследования всех областей недр необходимо использовать волны, проходящие через всю Землю. Современные сейсмические инструменты (сейсмические сети) уверенно фиксируют волны с периодами $T \sim 1$ с, проходящие через всю Землю. Средняя скорость объемных волн в Земле: $c_p \sim 10$ км/с, $c_s \sim 6$ км/с. Следовательно, разрешение метода:

$$\Delta l_p \sim \lambda/4 = c \cdot T/4 \sim 3 \text{ км.}$$

2) Электромагнитные волны.

$$\text{Скорость электромагнитных волн } c = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon\mu}},$$

где $c_0 \approx 3 \cdot 10^5$ км/с — скорость света в вакууме, ϵ и μ — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости. Вещество Земли вплоть до ядра можно в грубом приближении рассматривать как диэлектрик и полагать $\epsilon \sim \mu \sim 1$. Тогда для реализации самого «плохого» разрешения

$$\Delta l_p^{max} \sim R_E/2 \sim 3 \cdot 10^3 \text{ км}$$

необходимо использовать волну с частотой

$$\nu = c/\Delta l_p^{max} \sim 100 \text{ Гц.}$$

Эта волна проникает в Землю на глубину, лимитированную скин-эффектом:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho\epsilon_0 c^2}{\omega}},$$

где $\epsilon_0 = 1/(36\pi) \cdot 10^{-9}$ Ф/м — диэлектрическая постоянная, $\omega = 2\pi\nu$, ρ — удельное сопротивление. Для верхних слоев Земли можно принять $\rho \sim 10^2 - 10^3$ Ом·м.

Для $\nu = 100$ Гц находим:

$$\delta \sim (0.5 - 1.5) \text{ км.}$$

Таким образом, электромагнитные волны не позволяют зондировать недра Земли. Для обеспечения глубины зондирования $\delta \sim 1000$ км необходимо использовать электромагнитные колебания с периодом 2—6 месяцев. Ясно, что такой процесс несет информацию о свойствах вещества Земли интегрально — во всем слое от 0 до 1000 км.

Интегральная информация имеет определенное значение для выяснения строения и физики Земли, однако, ее ценность, конечно, ниже «дифференциальной» информации, получаемой при волновом зондировании. Заметим, что интегральную информацию о строении Земли можно также получить из наблюдений за другими геофизическими полями: гравитационным полем, тепловым потоком, магнитным полем и др.

Таким образом, сейсмология дает наиболее полную и подробную информацию о строении Земли. Именно поэтому построение различных моделей Земли (распределение упругих модулей, плотности, электропроводности, теплопроводности и др.) опирается на сейсмическую модель — скоростной разрез Земли.

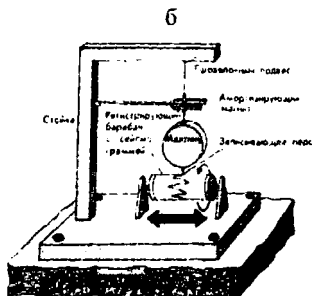
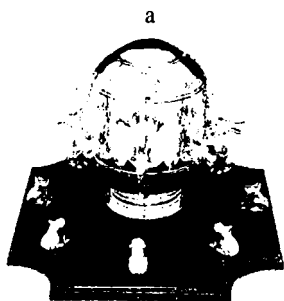
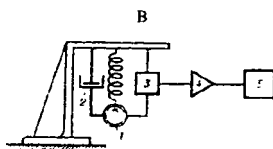


Рис. 4.1. Регистрация землетрясений.

(а) Китайский «сейсмоскоп» II в.; (б) Регистрация с помощью маятника;

(в) Схема сейсмографа: 1 — груз сейсмометра; 2 — демпфер (устройство для гашения собственных колебаний груза); 3 — преобразователь движения груза в электрический сигнал; 4 — фильтр-усилитель; 5 — самописец.



4.1.2. Принципы регистрация сейсмических колебаний

Регистрировать приход сейсмической волны умели уже в древнем Китае. Чжан Хэн в 132 изобрел прибор, позволявший не только регистрировать момент прихода сейсмической волны, но и определить направление на эпицентр землетрясения, — некое подобие современного сейсмографа (рис. 4.1а). В пасть каждого из 8 позолоченных драконов вложен шарик, при этом один из них, падая в открытый рот позолоченной лягушки, сидящей под драконом, указывает направление, в каком приходит волна землетрясения.

1883 г. Джон Мили высказал предположение о том, что землетрясение практически любой силы можно зарегистрировать в любой точке Земли. В 1889 г. Ребер-Пашвиц соотнес регистрацию «необычных волн» чувствительного маятника в Потсдаме со временем землетрясения в Токио 18 апреля. Это положило начало использованию записей землетрясений для получения информации о внутреннем строении и процессах внутри Земли.

Простейший прибор для регистрации — математический маятник (рис. 4.1б). Сейсмограф состоит из 3-х маятников, регистрирующих колебания в 3-х направлениях (С—Ю, З—В, вертикальное). В современных системах для регистрации механические колебания преобразуют в электромагнитные (рис. 4.1в). Запись производится в аналоговом и цифровом виде.

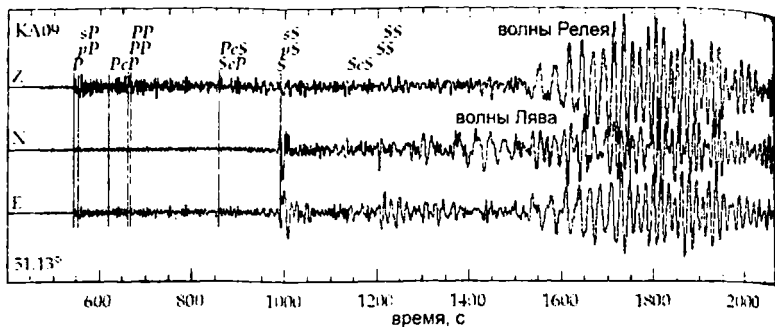


Рис. 4.2. Пример сейсмограммы. Показаны времена вступления Р-волн, S-волн, поверхностных волн (Релея и Лява), а также другие сейсмические фазы.

В 1897 г. Олдгем (индийская сейсмическая служба) выделил на сейсмограмме вступления трех отдельных волн, следующих друг за другом:

- Р-волна (primary),
- S-волна (secondary),
- «большие» (поверхностные) волны.

На рис. 4.2 представлена современная сейсмограмма, на которой хорошо видны основные типы волн.

4.1.3 Виды сейсмических волн

Сейсмические волны — упругие механические волны в Земле, возникающие при землетрясениях и взрывах.

Волна — распространение *деформации* в среде. Вещество при этом почти не перемещается. При возникновении деформации в среде возникают напряжения — силы, стремящиеся вернуть вещество в положение равновесия. Степень сопротивления деформациям характеризуется модулем упругости материала.

Уравнение упругих волн приведено в главе 2. Его решением для одномерного случая (плоская волна) является

$$u(x,t) = u_0 \sin k(x - ct),$$

где c — *фазовая* скорость распространения волны; для упругих волн $c^2 = (\text{упругий модуль})/\text{плотность}$.

$k = 2\pi/\lambda$ — *волновое число*; λ — длина волны, ω — круговая частота.

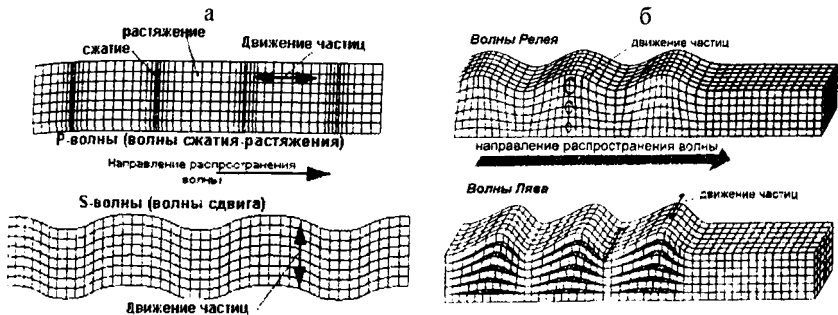


Рис. 4.3. Объёмные волны (а) и поверхностные (б) волны в упругой среде.

Фазовая скорость — скорость перемещения фазовой поверхности (поверхности с одинаковой фазой):

$$kx - \omega t = \text{const}$$

$$\omega = k \, dx/dt = k \, c.$$

Кроме фазовой скорости распространение волны характеризует также групповая скорость — скорость распространения энергии в волне. Групповая скорость зависит от частоты — это явление называется *дисперсией*. Соотношение между фазовой c и групповой V скоростью имеет вид:

$$V = c + v \frac{dc}{dv} = c + k \frac{dc}{dk}.$$

В упругой среде (см. главу 2) существует 2 типа объёмных волн (рис. 4.3а):

– Продольная волна: частицы колеблются в направлении распространения волны (волна сжатия — растяжения). Звук также является продольной волной.

– Поперечная волна: частицы колеблются в направлении, перпендикулярном распространению волны (волна сдвига).

Формулы для скорости объёмных волн были получены в главе о реологии (2.14):

$$c_P = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \quad \text{— для продольных (P)-волн,}$$

$$c_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad \text{— для поперечных (S)-волн,}$$

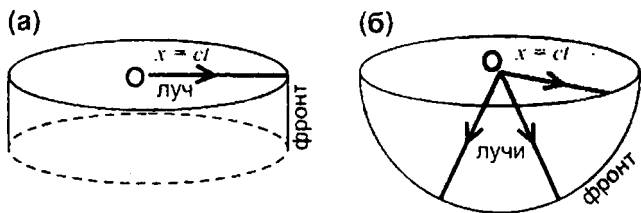


Рис. 4.4. Фронт и лучи для (а) плоской и (б) сферической волны.

где K — модуль всестороннего сжатия (объемный модуль), μ — модуль сдвига, ρ — плотность.

Отметим, что в данном разделе для скоростей сейсмических волн мы будем использовать обозначение c , как это принято в сейсмологии.

Т.к. всегда $c_p > c_s$, то продольные волны всегда приходят на регистрацию раньше поперечных от того же источника, отсюда их названия P (*primary* — первичная) и S (*secondary* — вторичная).

В жидкости модуль сдвига $\mu = 0$, поэтому S -волны не распространяются через жидкость.

Кроме того, по границам разделов, в том числе по поверхности Земли, распространяются *поверхностные* волны — волны Релея и волны Лява (рис. 4.3б). Эти волны резко затухают с глубиной. Более подробно поверхностные волны будут рассмотрены ниже.

4.2. Сейсмические лучи

4.2.1. Лучевое приближение в сейсмологии

Законы распространения, преломления и отражения волн определяются лучевой или «геометрической» сеймикой, аналогичной геометрической оптике. Основу этой теории образует принцип наименьшего времени Ферма (следствия принципа наименьшего действия), согласно которому волна (в данном случае сейсмическая) распространяются из одной точки в другую таким образом, чтобы время пробега было минимально.

Поверхности, на которых колебания имеют одинаковую фазу, называются *фазовыми поверхностями*. *Фронт* волны — поверхность, до которой дошли колебания к данному моменту времени, то есть это фазовая поверхность с фазой 0 (рис. 4.4).

Распространение волн можно изображать при помощи лучей, ортогональных волновым фронтам. По принципу Гюйгенса каждая точка волнового фронта действует как источник вторичных волн, огибающая которых представляет собой положение фронта в последующий момент времени. Вторичные волны имеют одинаковую фазу только на огибающей, и в результате их интерференции распространение волны происходит по нормали к ее фронту. *Сейсмический луч* определяет направление переноса энергии сейсмической волной. В случае однородной среды фронт и фазовые поверхности сферические, сейсмические лучи прямолинейны. В неоднородной среде фронт имеет более сложную форму, а сейсмические лучи изгибаются.

Поверхность распространения волны увеличивается, следовательно, падает энергия волны в точке (и, соответственно амплитуда волны).

Для плоской волны амплитуда падает $\sim x^{-2}$, для сферической волны амплитуда падает $\sim x^{-1}$, где x – расстояние от источника.

Принимаем следующие допущения:

1. рассмотрим лучевое приближение, то есть считаем размеры неоднородностей среды достаточно большими по сравнению с длиной волны $d \gg \lambda$. и пренебрегаем волновыми эффектами;
2. рассмотрим случай полупространства, так как это проще, а к сферическому случаю можно перейти, используя формулы соответствия (см. ниже).
3. полагаем $c = c(z)$, то есть пренебрегаем латеральными неоднородностями по сравнению с вертикальными.

Кроме того, будем главным образом рассматривать преломленные (рефрагированные) волны.

4.2.2. Уравнение сейсмического луча

В данном разделе рассмотрим прямую задачу: будем по зависимости $c=c(z)$ определять сейсмический луч: $z = z(x)$.

Согласно принципу Ферма время пробега τ от т.1 до т.2 (рис. 4.5) должно быть минимально:

$$\tau = \int_1^2 \frac{ds}{c(z)} \rightarrow \min.$$

$$ds^2 = dx^2 + dz^2 = (1 + z'^2)dx^2, \text{ где } z' = \frac{dz}{dx}.$$

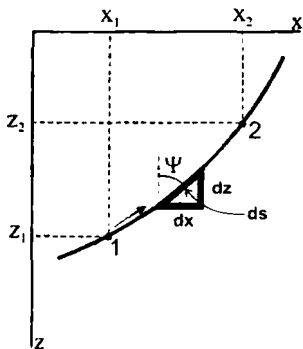


Рис. 4.5. К выводу уравнения сейсмического луча.

$$\tau = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sqrt{1+z'^2}}{c(z)} dx = \int_{x_1}^{x_2} F(z, z') dx.$$

Интеграл достигает минимума, если $F(z, z')$ удовлетворяет уравнению Эйлера

$$\frac{dF}{dz} - \frac{d}{dx} \frac{dF}{dz'} = 0.$$

Разрешив относительно z' , получаем уравнение сейсмического луча (приводим без вывода):

$$z' = \pm \frac{1}{p} \sqrt{\frac{1}{c^2} - p^2} \quad (4.1)$$

где $p = \text{const} \geq 0$ — параметр луча, то есть уникальная константа, выделяющая этот луч среди всех прочих, удовлетворяющих (4.1), знак «+» или «-» определяется направлением переноса энергии в луче.

Так как $\text{tg}(\pi/2 - \psi) = z'$, то из (4.1) имеем:

$$\frac{\sin \psi}{c(z)} = p = \text{const} \quad (4.2)$$

- обобщенный закон Снеллиуса.

Скачкообразное изменение скорости $c(z)$ с глубиной, соответствующее слоистой среде, входит сюда как частный случай (рис. 4.6):

$$\frac{\sin \psi_1}{c_1} = \frac{\sin \psi_2}{c_2} = p = \text{const}, \text{ или } \frac{\sin \psi_1}{\sin \psi_2} = \frac{c_1}{c_2}.$$

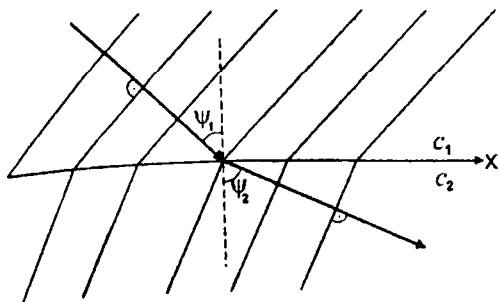


Рис. 4.6. Преломление на границе с резким изменением скорости.

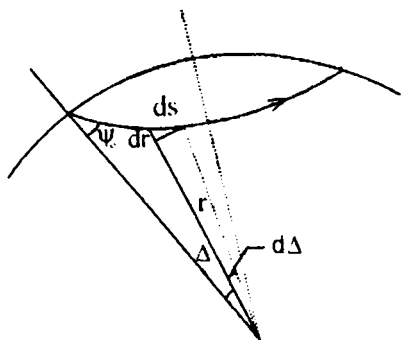


Рис. 4.7. Сейсмический луч в сферической Земле.

Закон (4.1) или (4.2) является, по сути, дифференциальным уравнением относительно функции $z(x)$. Его интегрирование (аналитическое или численное) позволяет рассчитать луч $z = z(x)$, если задано $c(z)$ и начальное значение $\psi(0) = \psi_0$, или $p_0 = \sin \psi_0 / c(0) = p = \text{const}$.

4.2.3. Переход к сферическому случаю

Переход к сферическому случаю (рис. 4.7) означает следующие замены:

$x \rightarrow \Delta$ (эпицентральное расстояние),

$z = z(x) \rightarrow r = r(\Delta)$,

$c = c(z) \rightarrow c = c(r)$,

$ds^2 = dr^2 + r^2(d\Delta)^2$.

Существуют формулы соответствия, по которым, зная решение для плоской задачи (4.1) можно получить решение для сферической задачи (4.1*). Для этого надо произвести следующие замены:

Полупространство	Шар
x	$R_E \Delta$
z	$R_E \ln(R_E/r)$
$c(z)$	$c(r) R_E/r$
p	p/R_E

Тогда уравнение луча:

$$\frac{dr}{d\Delta} = \pm \frac{r}{p} \sqrt{\frac{r^2}{c^2} - p^2}. \quad (4.1^*)$$

Аналог закона Снеллиуса для сферического случая имеет вид:

$$\frac{r \sin \psi}{c} = p = \text{const}. \quad (4.2^*)$$

Далее для простоты будем записывать все для плоского случая.

4.2.4. Кривизна луча

Радиус кривизны луча R — радиус окружности, аппроксимирующей луч в данной точке. Для функции $z(x)$ кривизна

определяется как
$$q = \frac{1}{R} = \frac{z''(x)}{(1+z'(x)^2)^{3/2}}.$$

Подставляя сюда (4.1), имеем:

$$q = \frac{1}{R} = -pc'(z), \text{ где } c'(z) = \frac{dc}{dz}.$$

На рис. 4.8 представлены возможные варианты изгиба сейсмического луча.

Условия выхода луча на поверхность:

- Для плоского случая: $c'(z) > 0$.

- Для сферического случая: $\frac{dc(r)}{dr} < \frac{c}{r}$, то есть скорость убывает с глубиной не быстрее, чем r , в противном случае луч закручивается по спирали к центру.

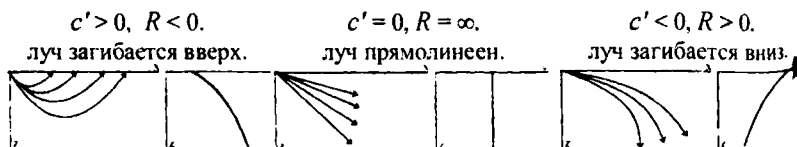


Рис. 4.8. Кривизна сейсмического луча.

4.3. Голографы

4.3.1. Уравнение голографа

Д.Милин предложил строить графики зависимости времен пробега поверхностной и Р- и S-волн от *эпицентрального расстояния* Δ : $t = t(\Delta)$. Эта зависимость называется *голографом* (рис. 4.9).

Рассмотрим *прямую задачу*: по известной скорости $c = c(z)$ построим голограф $t = t(x)$. Из (4.1) имеем (рис. 4.10):

$$x_2 - x_1 = \pm p \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\sqrt{\frac{1}{c^2} - p^2}},$$

где «+» соответствует левой части луча, «-» — правой.

$$t_2 - t_1 = \tau = \int_1^2 \frac{ds}{c} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sqrt{1+z'^2}}{c} dx = \pm \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{c^2 \sqrt{\frac{1}{c^2} - p^2}}.$$

Для всего луча $x_1 = 0, x_2 = x$.

Используя симметрию луча относительно *вершины*, то есть точки наибольшего проникновения, z_m запишем:

$$\left\{ \begin{array}{l} x(p) = 2p \int_0^{z_m} \frac{dz}{\sqrt{\frac{1}{c^2} - p^2}} \\ t(p) = 2 \int_0^{z_m} \frac{dz}{c^2 \sqrt{\frac{1}{c^2} - p^2}} \\ z_m(p) : c(z_m) = 1/p \end{array} \right. \quad (4.3)$$

Это уравнение голографа в параметрическом виде.

При $z = z_m$: $\psi_m = \pi/2$ и из (4.2) имеем:

$$p = \frac{\sin \psi_m}{c(z_m)} = \frac{1}{c(z_m)}, \quad (4.4)$$

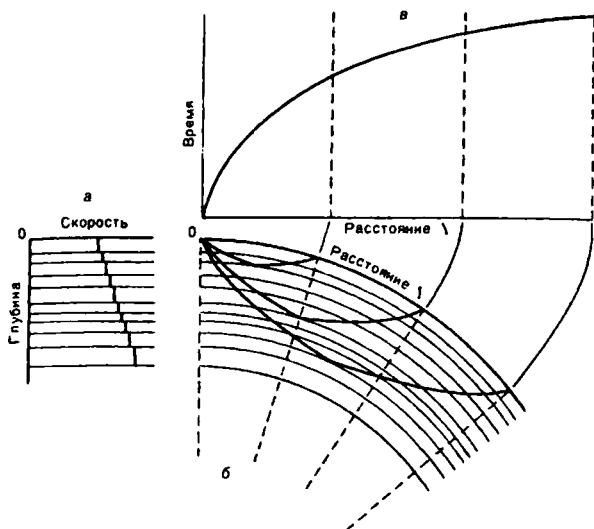


Рис. 4.9. Принцип построения годографа. (а) изменение скорости с глубиной; (б) ход лучей в сферической Земле; (в) зависимость $t(\Delta)$.

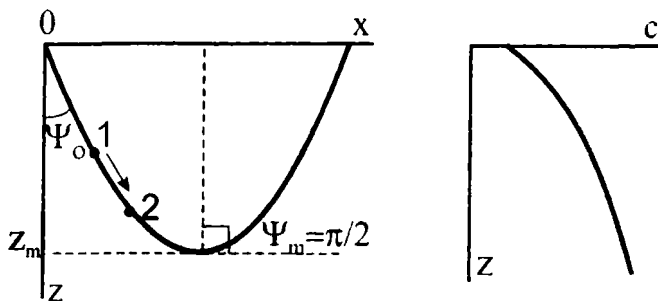


Рис. 4.10. Сейсмический луч для рефрагированной (преломленной) волны.

то есть параметр луча равен обратной скорости на глубине соответствующей вершине луча.

Величина параметра луча p варьируется в пределах

$$0 \leq p \leq \frac{1}{c(0)} \quad (\text{что соответствует } 0 \leq \psi_0 \leq \pi/2). \quad \text{Задавая } p \text{ из этого}$$

диапазона, можно по (4.3) рассчитать годограф.

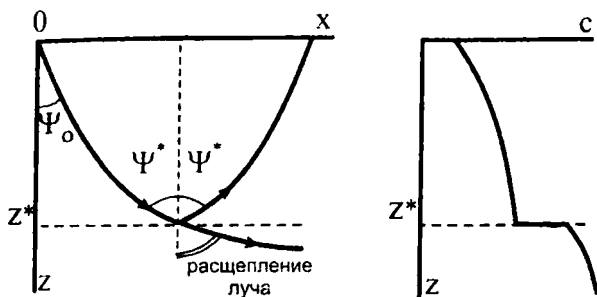


Рис. 4.11. Сейсмический луч для отраженной волны.

Для отраженных волн, если на глубине z^* есть скачок скорости (рис. 4.11), то происходит отражение волн от этой границы, а уравнение годографа имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} x(p) = 2p \int_0^{z^*} \frac{dz}{\sqrt{\frac{1}{c^2} - p^2}} \\ t(p) = 2 \int_0^{z^*} \frac{dz}{c^2 \sqrt{\frac{1}{c^2} - p^2}} \end{array} \right. \quad (4.3^*)$$

4.3.2. Формула Бендорфа

Получим теперь связь годографа и параметра луча, выходящего в т.х* (рис. 4.12).

В точке выхода луча на поверхность $c_A = \frac{\Delta x}{\Delta t} \rightarrow \frac{dx}{dt}$ — «кажущаяся» скорость движения точки поверхности, до которой дошли колебания.

Для лучей, выходящих на поверхность под углом Ψ имеем (см. врезку на рис. 4.12):

$$\frac{AB}{OB} = \frac{c_A \Delta t}{c(0) \Delta t} = \frac{1}{\sin \psi},$$

где $c(0)$ — скорость сейсмическая скорость у поверхности (при $z=0$).

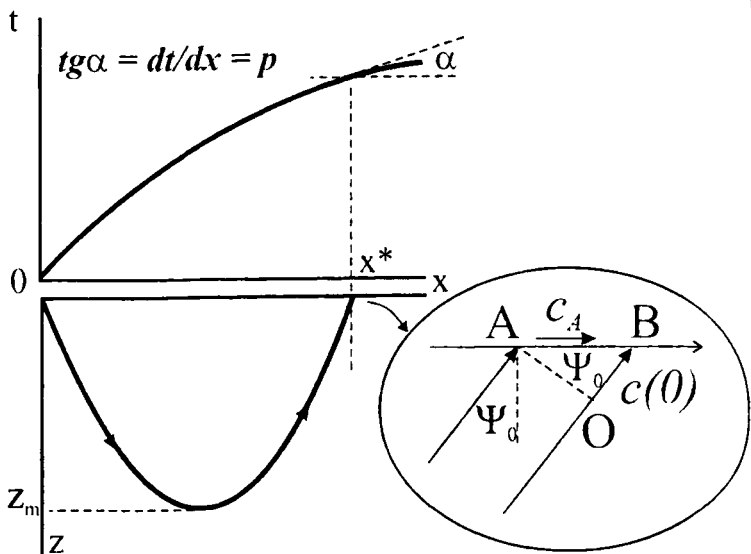


Рис. 4.12. К выводу формулы Бендорфа.

Тогда $\frac{dx}{dt} = c_A = \frac{c(0)}{\sin \psi} = \frac{1}{p}$. Последнее равенство — следствие (4.2).

С учетом (4.4) получаем формулу Бендорфа:

$$p = \frac{dt}{dx} = \frac{1}{c(z_m)}, \quad (4.5)$$

которая дает возможность вычислить параметр луча, выходящего на поверхность в т.х', как производную годографа в этой точке, и тем самым определить скорость в вершине луча (4.4) непосредственно по годографу.

4.3.4. Типы и особенности годографов

Поскольку, согласно формуле Бендорфа (4.5), $\frac{dt}{dx} = p > 0$, то годограф является монотонно *возрастающей* функцией (но не обязательно непрерывной). Рассмотрим несколько основных типов годографов для преломленных волн.

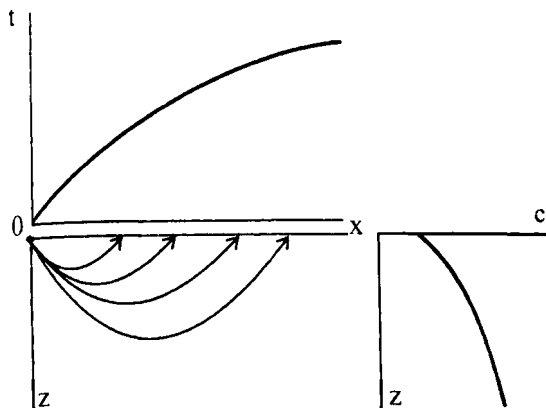


Рис. 4.13. Ход лучей и годограф при «медленном» росте скорости с глубиной.

1) Скорость растет с глубиной $c'(z) > 0$.

Рассмотрим, как соотносятся координата выхода луча на поверхность x и глубина вершины луча z_m .

$$\frac{dx}{dz_m} = \frac{dx}{dp} \frac{dp}{dz_m}; \text{ но } p(z) = 1/c(z_m).$$

$$\text{Тогда: } \frac{dx}{dz_m} = -\frac{1}{c^2} c'(z_m) \frac{dx}{dp}.$$

а) $\frac{dx}{dz_m} > 0$, откуда $\frac{dx}{dp} < 0$. То есть луч, проникающий глубже и

имеющий меньшее значение p , выходит на поверхность на большем эпицентральном расстоянии.

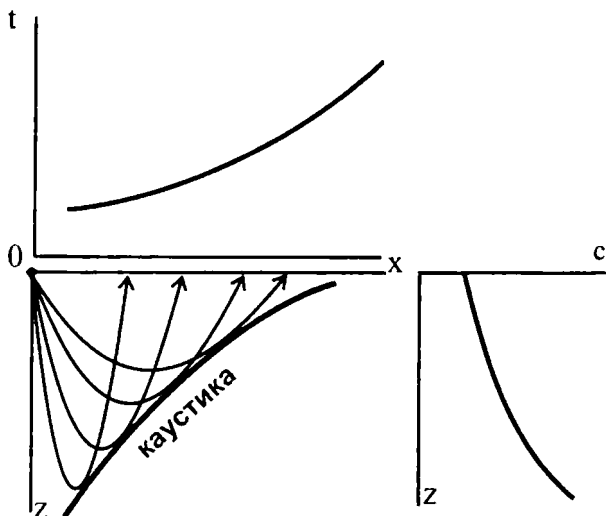
Поскольку $\frac{dp}{dx} = \frac{d^2 t}{dx^2} < 0$, то годограф — кривая, *выпуклая вверх* (рис. 4.13).

б) $\frac{dx}{dz_m} < 0$, откуда $\frac{dx}{dp} > 0$. Т.е. луч, проникающий глубже,

выходит на поверхность на меньшем эпицентральном расстоянии.

Поскольку $\frac{dp}{dx} = \frac{d^2 t}{dx^2} > 0$, то годограф — кривая, *выпуклая вниз* (рис. 4.14).

Рис. 4.14
Ход лучей
на годографе
при
«быстром»
росте
скорости с
глубиной.
Образование
каустики.



В этом случае лучи пересекаются и не выходят за границу некоторой области. Эта граница является огибающей — зоной концентрации лучей и называется *каустикой* (термин из оптики — каустика означает «жгучая»).

Условия образования каустики: если для двух лучей радиусы кривизны соотносятся как $R_2 < R_1$ (или, соответственно, кривизна $q_2 > q_1$), то $p_2 < p_1$.

Следовательно, условие образования каустики: $(d|q|/dp)_{z_m} < 0$,

Откуда находим:

$$c''(z_m) > p(c'(z_m))^2.$$

Таким образом, каустика образуется в той области среды, где достаточно быстро *растет градиент* скорости.

в) *Петля* годографа образуется в том случае, когда между слоями с «медленным» ростом скорости находится слой с «быстрым» ростом скорости (рис. 4.15).

2) Скорость падает с глубиной $c' < 0$ (в некотором диапазоне глубин). В этом случае на годографе образуется разрыв (рис. 4.16). Значение параметра луча, при котором происходит разрыв, равно

$$p^* = \frac{1}{c(z_1)} = \frac{1}{c(z_2)}.$$

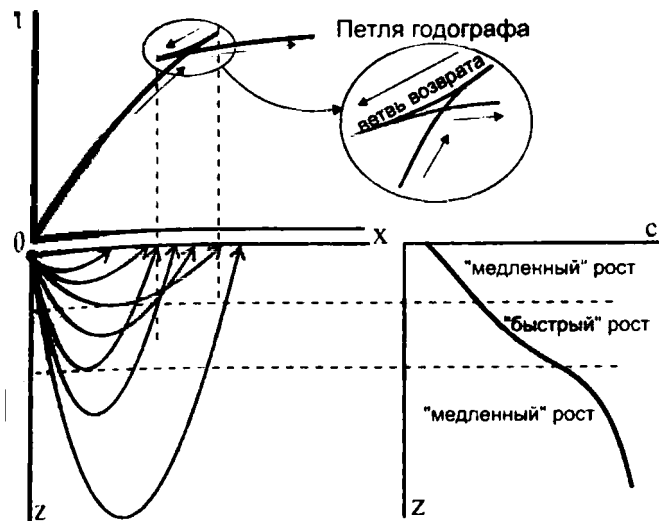


Рис. 4.15.
Образование
петли
годографа.

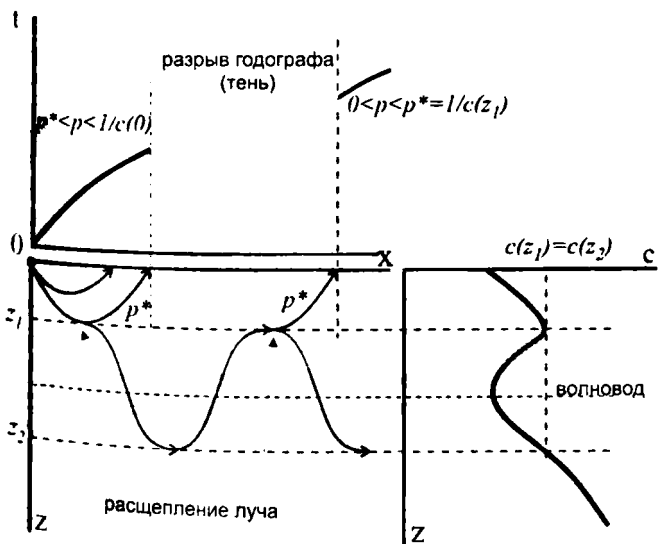
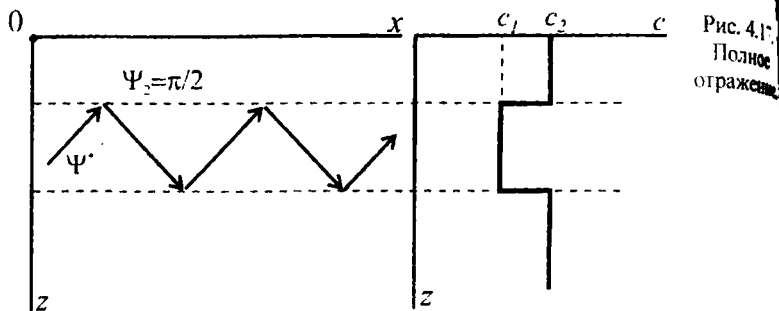


Рис. 4.16.
Ход лучей
и годограф
в случае
волновода.



В случае волновода с резкими границами (волновода, ограниченного скачками скорости, рис. 4.17) выполняется условие:

$$\frac{c_1}{\sin \psi_1} = \frac{c_2}{\sin \psi_2}.$$

В предельном случае *полного отражения*

$\psi_2 = 90^\circ$; $\psi_1^* : \sin \psi_1^* = \frac{c_1}{c_2}$. При $\psi \geq \psi_1^*$ преломленной волны нет.

3) Голограф для отраженной волны. В случае, когда наблюдается скачек скорости ($c_2 > c_1$), происходит отражение волн от резкой границы (рис. 4.18). На голографе проявляются три ветви: для прямой волны, отраженной волны и *головной* волны (преломленной волны, распространяющейся вдоль границы со скоростью нижней среды c_2).

Кроме отраженных и преломленных, на резких границах возникают также *обменные* волны, то есть происходит переход волн P в S и S в P. Движение в P-волнах происходит в продольном направлении и поэтому они не могут быть поляризованными. При рассмотрении падения волн на границу следует различать S-волны различной поляризации: SH, смещения в которой перпендикулярны плоскости падения, и SV, смещения в которой лежат в плоскости падения, которые ведут себя по-разному.

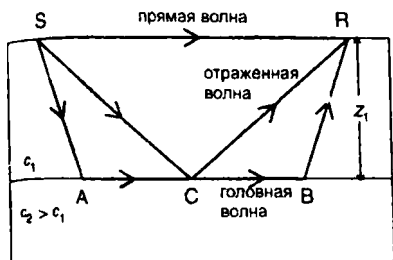
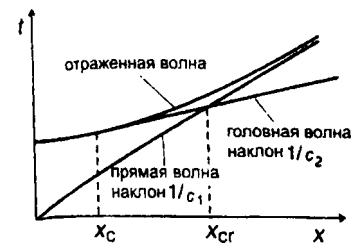


Рис. 4.18. Ход лучей и годограф в случае скачка скорости

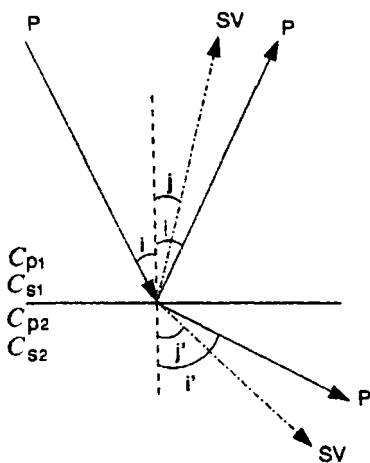


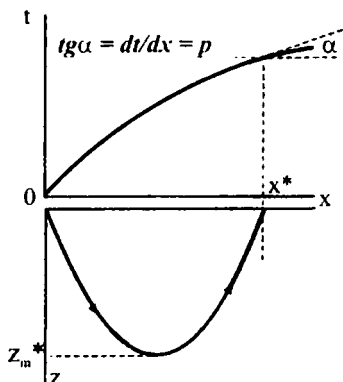
Рис. 4.19. Обменные волны.

P-волна при падении на границу возбуждает только волну SV, волна SH не образуется (рис. 4.19). Поперечные волны SH испытывают обычное преломление, то есть без образования продольных волн. Волны SV кроме преломленной и отраженной волн S, возбуждают волны P. Распределение энергии между преломленными и отраженными волнами зависит от угла падения (подробнее это будет рассмотрено ниже).

4.4. Обращение годографов

Под *обращением годографа* понимают решение обратной задачи: *построение скоростного разреза по заданному годографу*, то есть отыскание функции $c = c(z)$ по функции $t = t(x)$.

Формула Бендорфа (4.4) позволяет определить параметр луча p и скорость на глубине, соответствующей его вершине, непосредственно по годографу. Но неизвестно, на какой глубине находится его вершина.



4.4.1 Метод Герглотца-Вихерта

Этот метод позволяет определить глубину вершины луча z_m^* , выходящего в т. x^* (рис. 4.20), зная годограф.

Если задан годограф $t = t(x)$, то можно получить и $p(x) = \frac{dt}{dx} = \frac{1}{c(z_m)}$, а значит и функцию $x(p) = 2p \int_0^{z_m(p)} \frac{dz}{\sqrt{\frac{1}{c^2} - p^2}}$,

Это выражение можно рассматривать как интегральное уравнение относительно функции $c = c(z)$ при $z \leq z_m$. В математическом отношении оно сводится к так называемому уравнению Абеля, которое при определенных условиях, накладываемых на функцию $x(p)$ (то есть на годограф) имеет единственное решение.

Для непрерывного годографа можно показать, что:

$$\begin{cases} z_m^* = \frac{1}{\pi} \int_0^{x^*} \text{Arch} \frac{p(x)}{p^*} dx, \\ x^* : \left. \frac{dt}{dx} \right|_{x=x^*} = p^* \end{cases} \quad (4.6)$$

Выражение (4.6) известно как формула Герглотца-Вихерта. Она позволяет рассчитывать глубину z_m^* вершины луча с параметром p^* , выходящего на расстоянии x^* , если задан годограф, а значит и $p(x)$ при $x \leq x^*$. Алгоритм обращения годографа с использованием формулы Герглотца-Вихерта следующий:

1. Задать x^* .

2. Рассчитать по заданному годографу $p(x) = \frac{dt}{dx}$, $x \leq x^*$.

3. Рассчитать z_m^* согласно (4.6).

4. Скорость на глубине z_m^* равна $c^*(z_m^*) = 1/p^*$.

Метод Герглотца-Вихерта применим к годографу с петлями, но неприменим к разрывному годографу.

4.4.2. Проблема обращения годографа при наличии волновода

Поскольку в волноводе ни один луч не имеет вершины, то метод Герглотца-Вихерта в этом случае неприменим.

Скоростной разрез выше волновода в области $z \leq z_1$ может быть определен методом Герглотца-Вихерта по ветви годографа в области $0 \leq x \leq x_1$. Тем самым глубина кровли волновода z_1 считается известной.

Разрыв годографа позволяет определить для волновода только две измеряемые величины: Δx и Δt (рис. 4.21). Обратная задача в волноводе не может быть решена единственным образом: невозможно однозначно определить толщину волновода H ; существует бесконечно много возможных зависимостей $c(z)$ в волноводе, дающих тот же годограф. Можно найти лишь набор разрезов, удовлетворяющих условиям, этот набор называется *классом эквивалентности*.

В общем случае можно показать, что при известных Δx и Δt (рис. 4.21) мощность волновода $H \leq \bar{H}$, где \bar{H} — мощность волновода с постоянной скоростью \bar{c} :

$$\bar{c} = \sqrt{\tilde{c} \cdot c(z_1)},$$

$$\bar{H} = \frac{\Delta x}{2} \sqrt{\frac{c(z_1)}{\tilde{c}} - 1},$$

где $\tilde{c} = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ — определяется по разрыву годографа. В области ниже волновода можно пользоваться формулой (4.6) в следующем виде:

$$z_m^* = z_2 + \frac{1}{\pi} \int_{x_2}^{x^*} \text{Arch} \frac{p(x)}{p^*} dx, \quad (x > x_2) \quad (4.6^*)$$

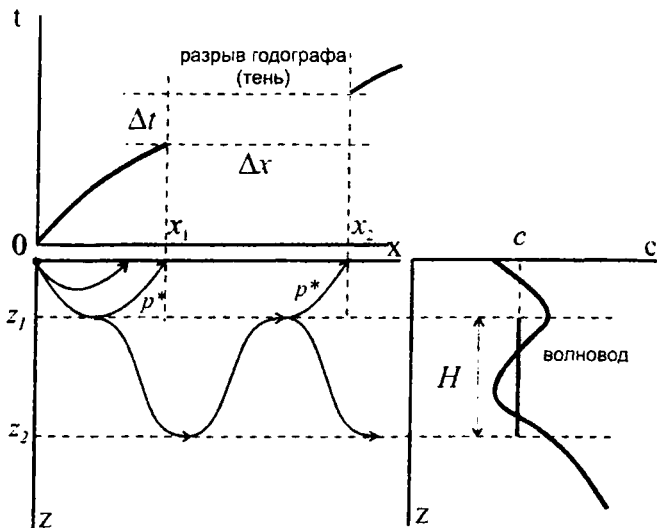


Рис. 4.21. Проблема обращения годографа при наличии волновода.

Но глубина $z_2 = z_1 + \bar{H}$ определяется неоднозначно. Поэтому и скоростной разрез ниже волновода также определен неоднозначно.

Для сужения класса эквивалентности нужно:

- использовать статистические методы;
- привлекать дополнительную информацию, в частности, анализируя данные по *поверхностным волнам*.

4.4.3. Обращение годографа для глубинного источника

Ниже глубины источника z_e годограф может быть обращен и методом Герглотца-Вихерта:

$$\begin{cases} z_m^* = z_e + \frac{1}{\pi} \int_0^{x^*} \text{Arch} \frac{p(x)}{p^*} dx, \\ x^* : \left. \frac{d^2 t}{dx^2} \right|_{x=x^*} = 0 \end{cases} \quad (4.6^{**})$$

В области выше источника сейсмические лучи не имеют вершин (как и в случае волновода) и метод Герглотца-Вихерта неприменим.

При определенных допущениях ($c'(z) > 0$ при $z < z_e$) может быть получена оценка разреза $c(z)$, минимизирующая отклонение



Рис. 4.22. Движения частиц в волне Релея.

рассчитанного на ее основе теоретического годографа от эмпирического.

Для того чтобы определить по сейсмическим данным глубину землетрясения z_c , необходимо знать скоростной разрез для $z < z_c$. Эта информация может быть получена на основании других сейсмических методов (сейсморазведка, ГСЗ, поверхностные волны). Знание глубины источника (землетрясений) z_c позволяет на основании метода Герглотца-Вихерта исследовать строение глубоких частей Земли (мантии и ядра).

4.4.4. Использование данных по поверхностным волнам

1) Волны Релея (рис. 4.3, рис. 4.22).

Волны Релея иногда рассматривают как суперпозицию волн Р и S.

Скорость волн Релея $c_R = c_R(\omega) \leq c_S$.

Амплитуда волн Релея убывает с глубиной по экспоненте:

$$A_R = A_{R0} e^{-z/h},$$

где h — характерная глубина, причем $h \sim \lambda_R$. Волны Релея проникают вглубь на величину $\sim \lambda_R$ (аналог скин-эффекта).

2) Волны Лява (рис. 4.3).

Скорость волн Лява $c_L = c_L(\omega) \leq c_S$.

Амплитуда волн Лява также убывает с глубиной по экспоненте:

$$A_L = A_{L0} e^{-z/h},$$

где h — характерная глубина, причем $h \sim \lambda_L$.

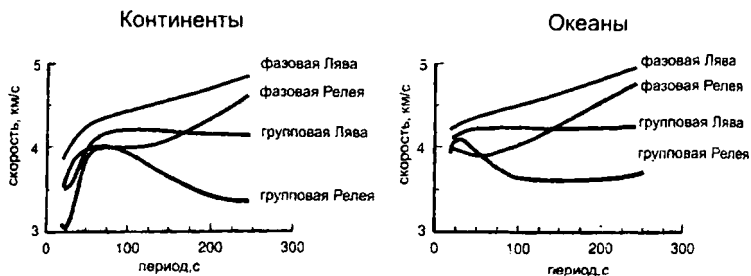


Рис. 4.23. Дисперсия поверхностных волн для континентов и океанов, по (New Manual..., 2002).

Это свойство поверхностных волн может быть использовано для получения информации о скоростях объемных волн на разных глубинах. Для этого используются данные по дисперсии (зависимости скорости распространения от частоты) поверхностных волн. Распределение $c_P(z)$ и $c_S(z)$ по глубине однозначно определяет дисперсию поверхностных волн $c_R(\omega)$ и $c_L(\omega)$ (рис 4.23). Можно решить и обратную задачу: по дисперсионным кривым $c_R(\omega)$ и $c_L(\omega)$ определить скоростной разрез $c_P(z)$ и $c_S(z)$.

Чем больше длина волны λ (период), тем глубже проникают поверхностные волны, и, соответственно, тем больше их скорость (рис 4.23). Вследствие этого поверхностные волны с большей длиной волны (меньшей частотой) приходят раньше. На сейсмограммах для поверхностных волн эта зависимость хорошо видна (см. рис. 4.2). Таким образом, можно получить информацию о распределении скоростей в волноводе.

Итак, использование объемных сейсмических волн позволяет в принципе исследовать строение всех частей Земли. При этом строгое обращение географа возможно только в области ниже источника волн. Основные естественные источники — землетрясения — имеют глубины до 700 км, большая их часть сосредоточена в основной литосфере, на глубинах до 80—200 км. Таким образом, для обеспечения применимости «метода объемных волн» необходимо знание разреза коры и литосферы (для определения глубины землетрясений — источников волн). Эта информация может быть получена методами глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ), по данным о дисперсии поверхностных волн и поверхностных землетрясений.

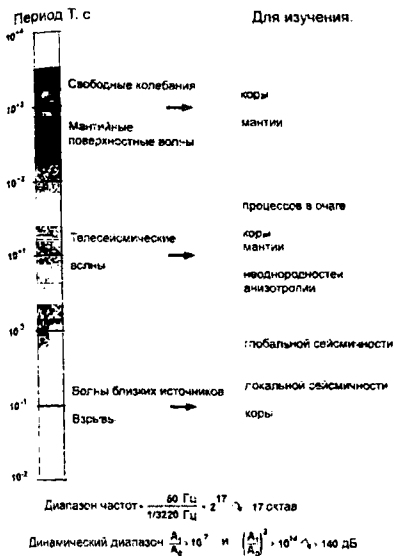


Рис. 4.24. Спектр сейсмических волн и соответствующие оболочки, для исследования которых они применяются, по (New Manual..., 2002).

4.5. Структура Земли по сейсмологическим данным

4.5.1. Общие принципы

В настоящем разделе приведены лишь основные сведения, выделены структурные элементы, принципиальные для физики Земли.

Диапазон частот упругих волн достаточно велик, и волны с разными периодами применяются для исследования различных оболочек Земли (рис. 4.24).

По наблюдениям на различных сейсмических станциях строят «грубые» годографы и Р- и S-волн для всей Земли, затем в каждом случае по разности времен прихода Р- и S-волн определяют расстояние и уточняют годографы. Для достижения удовлетворительной точности необходимо большое число наблюдений на сейсмических станциях. На рис. 4.25 показано построение годографа по записям землетрясений. В среднем, при времени пробега около 2 минут, точность составляет около 1 сек. Кроме глобальных годографов строятся также региональные. Отметим, что вследствие сферичности Земли некоторые ветви годографа могут быть убывающими.

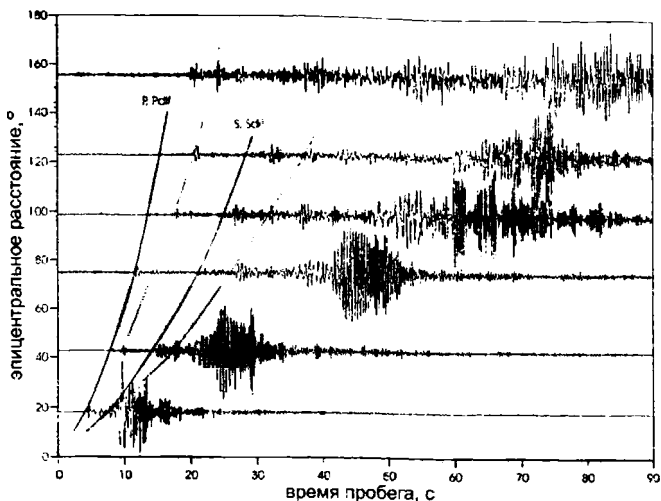


Рис. 4.25. Построение голографа по записям землетрясений с эпицентрными расстояниями 18° — 157° , по (New Manual..., 2002).

Пути сейсмических лучей внутри Земли с учетом многократных преломлений и отражений могут быть весьма сложными. Для обозначения таких волн, называемых сейсмическими фазами, используют следующие коды (рис. 4.26):

- P — P-волны в мантии;
- S — S-волны в мантии;
- K — P-волны, проходящие через внешнее ядро;
- I — P-волны, проходящие через внутреннее ядро;
- J — S-волны, проходящие через внутреннее ядро;
- c — отражение от границы ядро-мантия;
- I — отражение от границы внешнего и внутреннего ядра;
- p — P-волны, отразившиеся от поверхности Земли близко от очага;
- s — S-волны, отразившиеся от поверхности Земли близко от очага;
- LR — волны Релея;
- LQ — волны Лява.

Пример интерпретации записей от сильного землетрясения и ход лучей от него представлен на рис. 4.27.

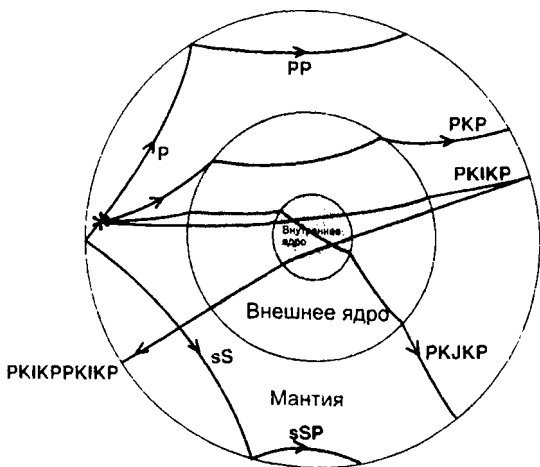


Рис. 4.26. Некоторые сейсмические фазы.

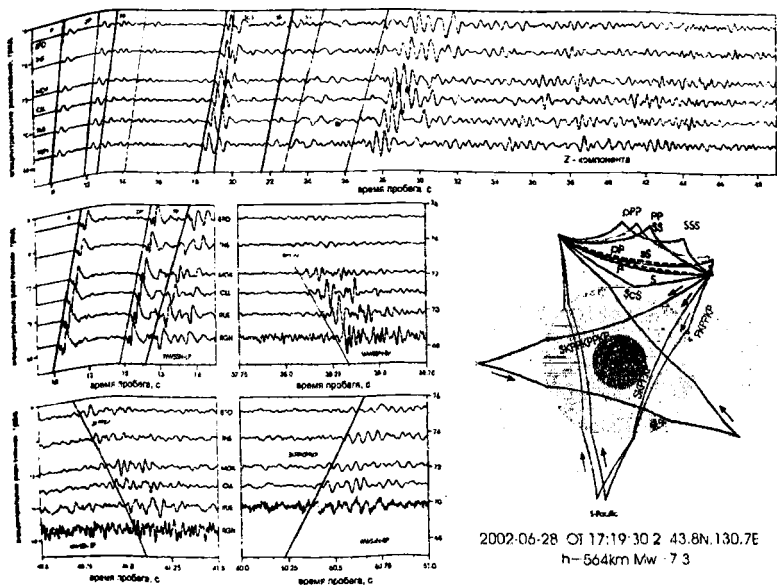


Рис. 4.27. Интерпретация записей и ход лучей от сильного землетрясения, по (New Manual..., 2002).

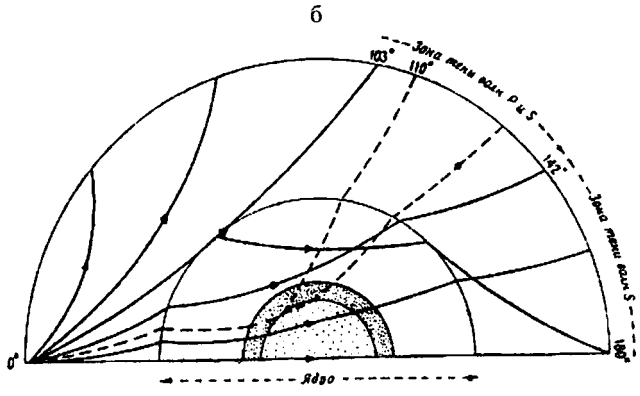
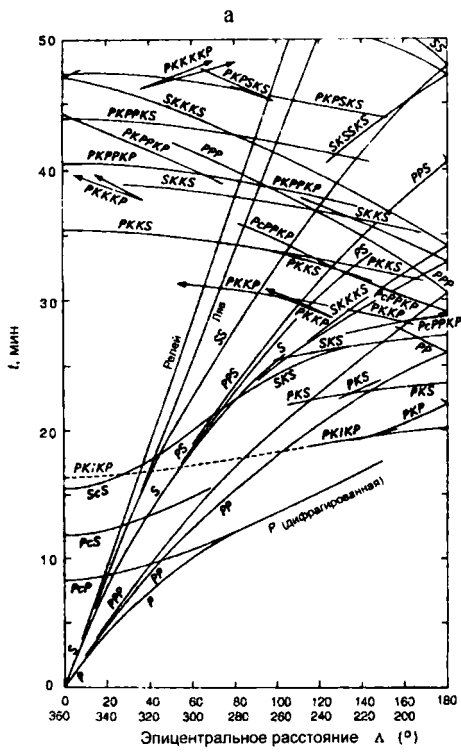


Рис. 4.28. (а) Годограф Джеффриса-Булена для всей Земли; (б) ход лучей в Земле.

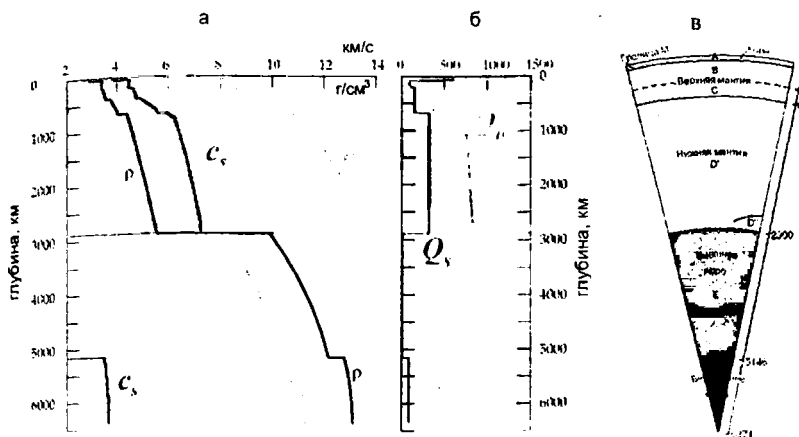


Рис. 4.29. (а) Скоростной разрез; (б) добротность Земли по модели PREM; (в) Схема глубинного строения Земли.

На основании большого количества записей строят годограф для всей Земли и ход лучей в Земле (рис. 4.28).

Обращение глобальных годографов позволяет построить сейсмологическую модель Земли (то есть распределение скоростей сейсмических волн с глубиной). Построено несколько моделей распределения параметров в Земле, которые схожи в выделении главных особенностей строения Земли. Более подробно эти модели будут рассмотрены в следующей главе.

На скоростном разрезе Земли (рис. 4.29) выделяются следующие основные зоны: земная кора (слой А по Буллену), верхняя мантия (слой В), переходная зона в мантии (слой С), нижняя мантия (слой D), внешнее ядро (слой Е) и внутреннее ядро (слой G). Нижнюю мантию в настоящее время подразделяют на слой D' и переходную зону на границе с ядром D".

4.5.2. Ядро

Наиболее контрастная граница в Земле — граница ядра и мантии. Эту границу открыл Олдгейм в 1906 г. на основании записей волн от землетрясения в Сан-Франциско, и затем уточил Гутенберг в 1914 г. Ход лучей через мантию и ядро представлен на рис. 4.30. На годографе ядро проявляется в виде зоны тени на эпицентральных расстояниях около 103° — 143° для P-волн (до 180° для S-волн), что

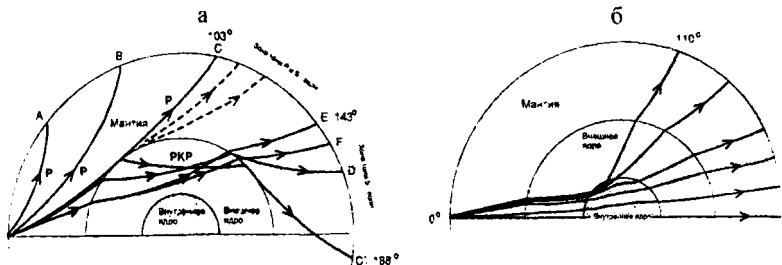


Рис. 4.30. Сейсмические лучи в Земле. (а) Лучи, проходящие через мантию и внешнее ядро. Вследствие преломления на границе ядро—мантия образуется зона тени 103°—143°. (б) Лучи, проходящие через мантию и внешнее и внутреннее ядро.

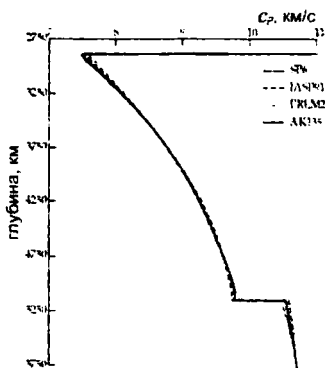


Рис. 4.31. Зависимость c_p от глубины для ядра по разным моделям, по (New Manual..., 2002).

свидетельствует о наличии зоны пониженных скоростей. На границе ядра и мантии происходит скачок (уменьшение) скорости Р-волн на $\Delta c_p \approx 6$ км/с. S-волны через ядро не распространяются, что является свидетельством того, что оно жидкое.

Глубина границы ядро—мантия в модели PREM $Z_C = 2885$ км, радиус внешнего ядра $R_C = 3486$ км = $0.547R_E$. Скорости c_p в ядре плавно нарастают особенностей до глубины $z_I = 5155$ км, где происходит скачек (увеличение) скорости. Эта граница отмечает внутреннее ядро, радиус которого $R_I = 1216$ км = $0.191R_E$ (рис. 4.31).

Внутреннее ядро открыто И.Леманн в 1936 г. и описано ею в статье с самым, вероятно, коротким в истории науки названием «Р'», где говорилось, что в зоне тени обнаружена фаза Р' волн, преломленных на границе внутреннего ядра. Во внутреннем ядре распространяются S-волны (благодаря обменным волнам). Это является свидетельством того, что оно твердое. Скорости c_p и c_s во внутреннем ядре меняются слабо:

$$c_p \sim 11 \text{ км/с}, c_s \sim 3.5 \text{ км/с}.$$

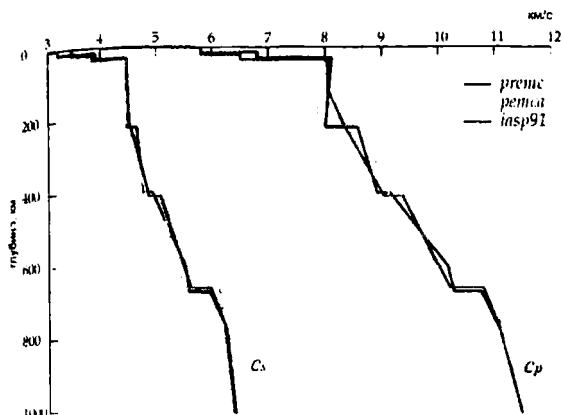


Рис. 4.32.
Скоростной разрез
для верхней
мантии по разным
моделям, по (New
Manual..., 2002).

4.5.3. Мантия

Мантия (оболочка) Земли простирается от границы Мохоровичича до внешнего ядра. Мантия разделяется на две зоны (рис. 4.32).

Нижняя мантия. На глубинах $z > 700$ км, вплоть до ядра, скорости волн возрастают плавно и равномерно. У подошвы нижней мантии скорости сейсмических волн достигают своих максимальных для Земли значений:

$$c_p \sim 13.8 \text{ км/с}, c_s \sim 7.3 \text{ км/с}.$$

Верхняя мантия. От границы Мохоровичича до глубины приблизительно 700 км; скорости сейсмических волн здесь испытывают резкие скачки.

В верхней мантии можно выделить три особенности: зона пониженной скорости (ЗПС) примерно от 70 до 250 км (часто сопоставляемой с *астеносферой*), и две зоны повышенного градиента роста скорости: 400—430 км и 640—670 км.

Слой мантии от границы Мохоровичича до начала ЗПС в объединении с земной корой называют *литосферой*.

ЗПС отмечается не повсеместно и имеет различную мощность; наиболее четко проявляется в S-волнах. О наличии волновода свидетельствуют и данные поверхностных волн. Области повышенного градиента скорости проявляются на годографе в виде петель (рис. 4.33) в области эпицентральных расстояний около 20° , это так называемая «двадцатиградусная особенность», выделенная Б.Б.Голицыным в 1917 г.

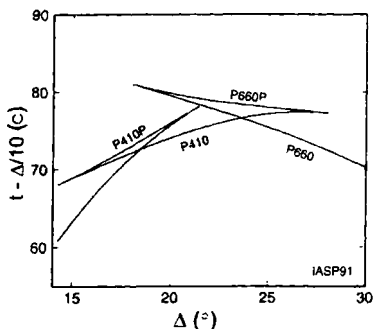


Рис. 4.33 Петли годографа на эпицентральных расстояниях около 20° , возникающие вследствие зон повышенного градиента скорости на глубинах 410 и 660 км по модели IASP91. По вертикальной оси отложено приведенное время $(t - \Delta/10)$, по (New Manual..., 2002).

В современных моделях зоны повышенного градиента в мантии (мощность которых $\Delta z \sim 30$ км), заменяют границами. В модели PREM границы располагаются на глубинах 400 и 670 км. В большинстве моделей, опубликованных в последнее время (IASP91 и другие, см. главу 5) границы проводят на глубинах 410 и 660 км с перепадами:

$$\begin{aligned} z = 410 \text{ км} & \quad \Delta c_P = 0.33 \text{ км/с}, \quad \Delta c_S = 0.20 \text{ км/с}. \\ z = 660 \text{ км} & \quad \Delta c_P = 0.59 \text{ км/с}, \quad \Delta c_S = 0.35 \text{ км/с}. \end{aligned}$$

Первая зона обусловлена переходом оливина $\text{Mg}_2\text{SiO}_4 - \text{Fe}_2\text{SiO}_4$ в шпинеливую модификацию. В таком случае ее мощность около 30 км (более подробно обсудим это ниже, при рассмотрении моделей Земли).

Оценки мощностей высокоградиентных зон в несколько десятков километров согласуются с сейсмологической информацией об отсутствии резких границ в мантии: $\Delta z \sim 30$ км составляет несколько длин сейсмических волн, так что отражений от таких зон быть не может.

4.5.4. Земная кора

Земную кору от мантии отделяет граница Мохоровичича (Мохо), названная в честь Андреа Мохоровичича, который открыл ее в 1909 г. На границе Мохоровичича скорости испытывают значительный положительный скачок (для P-волн с 6.5—6.8 км/с до 7.8—8.2 км/с), что выявляется по излому (уменьшению наклона, см. рис. 4.18) годографа на эпицентральных расстояниях около 9° . Это говорит об отличии вещества мантии от вещества коры. Мощность коры (глубина границы Мохоровичича) тем больше, чем сильнее рельеф поверхности выступает над уровнем моря (это является

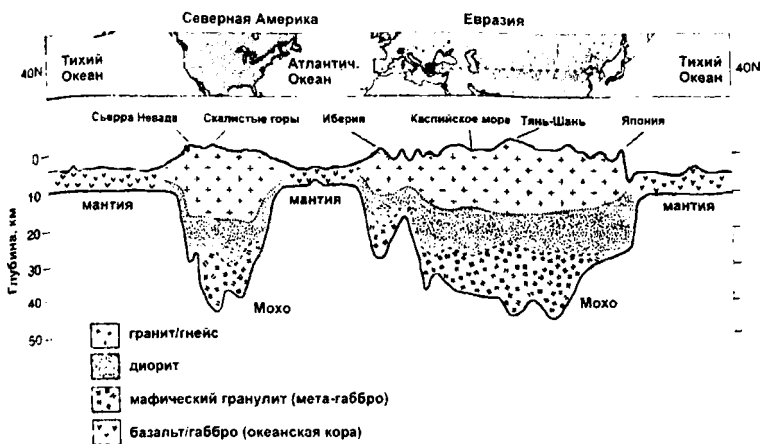


Рис. 4.34. Разрез коры по 40° с.ш. Вертикальный масштаб преувеличен в 100 раз, по (New Manual..., 2002).

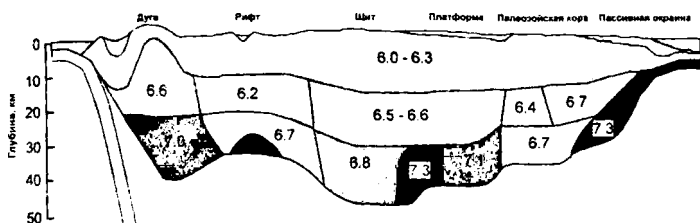


Рис. 4.35. Обобщенный разрез континентальной коры. Показаны средние значения скоростей Р-волн для различных в тектоническом отношении регионов, по (Holbrook et al., 1992)

следствием изостазии), она варьируется в пределах от 0 в срединно-океанических хребтах до 70 км в орогенах (рис. 4.34). Кора — самый неоднородный слой Земли, ее строение, состав и структура сильно зависят от принадлежности к той или иной тектонической структуре.

Земная кора разделяется на континентальную и океаническую, кроме того, существуют и переходные типы.

Континентальная кора (рис. 4.35) имеет в среднем мощность 35—40 км; для платформенных областей — 20 км и для горных областей кора достигает 80 км.

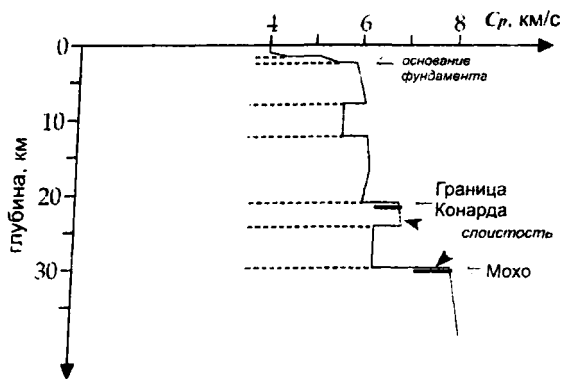


Рис. 4.36. Модель распределения скорости Р-волн в континентальной коре с волноводами по (Mueller, 1977).

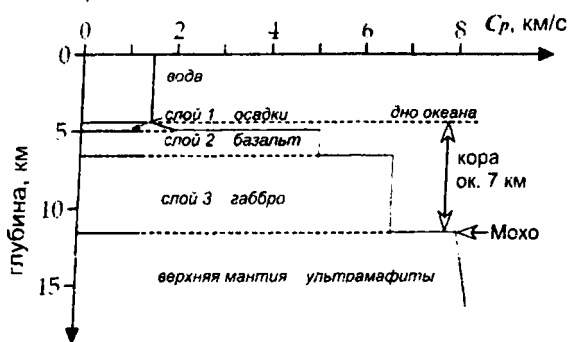


Рис. 4.37. Петрологические и сейсмические данные для океанической коры, по (Mueller, 1977).

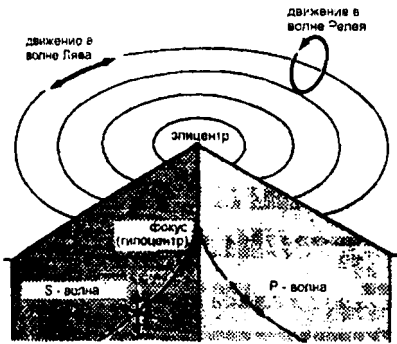
Континентальная кора — двухслойная (не считая осадков); верхняя часть по сейсмическим скоростям соответствует граниту, нижняя часть — базальту. Граница называется границей Конрада, который в 1925 обнаружил на сейсмограмме фазу p^* , отвечающую этой границе. Иногда в коре выделяют один или несколько волнопроводов (рис. 4.36).

Океаническая кора имеет мощность около 10—20 км (без океана 5—7 км) и лишена «гранитного» слоя (рис. 4.37).

Таким образом, по сейсмологическим данным Земля естественным образом разделяется на концентрические сферические слои с различными особенностями скоростного разреза. Некоторые из этих зон разделены резкими скачками скорости.

Скорости сейсмических волн в первом приближении зависят только от глубины (по крайней мере, глобальные вертикальные изменения скорости гораздо значительнее горизонтальных). Это

Рис. 4.38. Очаг и эпицентр землетрясения



обстоятельство означает, что скорости волн в той или иной области в первую очередь определяются термодинамическими условиями (давлением p , температурой T).

В верхних слоях Земли изменение скоростей волн по глубине имеет сложный неравномерный характер, тогда как на больших глубинах изменение скоростей плавное. Это свидетельствует, по-видимому, о том, что при переходе к глубинам более 1000 км вещество Земли претерпевает качественное изменение состояния.

4.6. Сейсмичность Земли

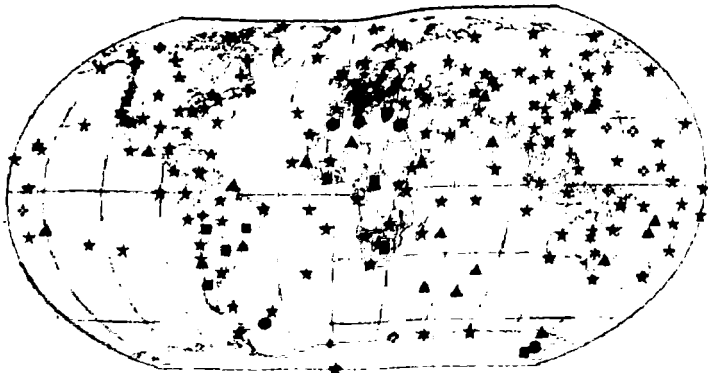
4.6.1. Источники сейсмических волн

Точка, в которой начинается излучение сейсмических волн, называют *фокусом* землетрясения, или *гипоцентром*. Проекция гипоцентра на поверхность Земли называется *эпицентром* (рис. 4.38).

Чаще всего источником крупных сейсмических волн являются землетрясения. Землетрясения по происхождению подразделяются на *обвальные, вулканические и тектонические*.

Очаги землетрясений, как правило, лежат глубоко под землей. Мелкофокусные (коровые) землетрясения имеют очаги не глубже 35 км (до 70 км), очаги промежуточных землетрясений расположены от 70 до 300 км, а глубокофокусные землетрясения имеют очаги от 300 до 700 км.

Кроме того, источником сейсмических волн являются мощные взрывы, прежде всего ядерные. В этом случае источники располагаются на поверхности или на малой глубине.



IRIS GSN Франция Япония Италия Германия Китай Австралия США Канада Другие
 * ▲ ◆ ● ◆ * ■ ◆ ▼

Рис. 4.39. Глобальная сейсмическая сеть (Global Seismic Network — GSN) и станции — члены федерации цифровой сейсмической сети (Federation of Digital Broad-Band Seismograph Networks - FDSN). Знаками показаны станции разных стран, по (New Manual..., 2002).

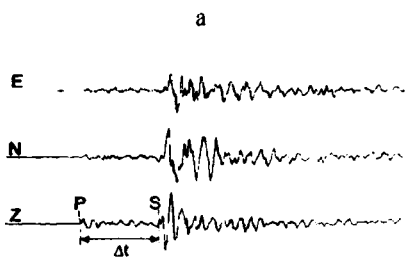
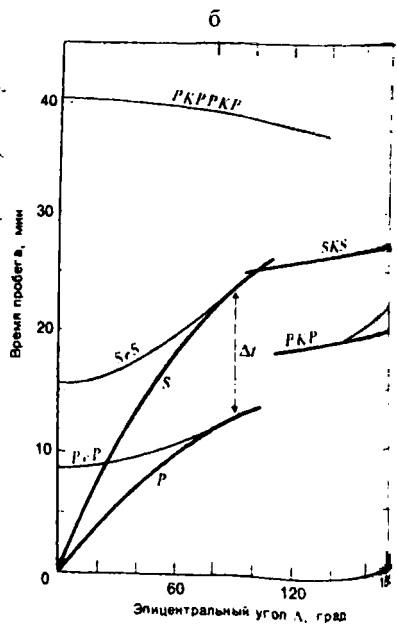


Рис. 4.40. (а) Определение разности времен прихода первых вступлений P и S волн; (б) Определение эпицентрального расстояния по годографу.



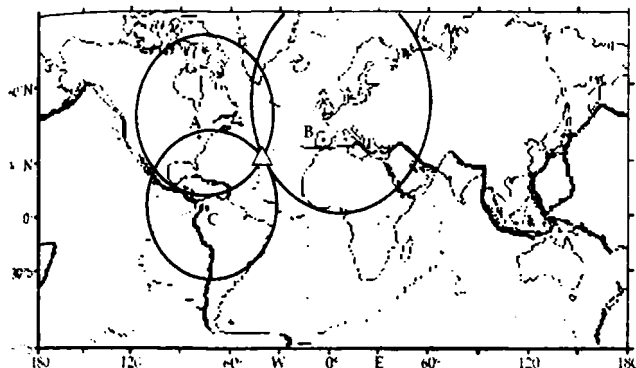


Рис. 4.41.
Определение
координат
землетрясения по
измерениям
трех
станций.

4.6.2. Определение координат землетрясения

Регистрация сейсмических сигналов ведется на сейсмических станциях, которые в настоящее время объединены в глобальные сети (рис. 4.39). Такое объединение способствует лучшему обмену информацией и увеличивает оперативность и точность определения параметров землетрясений.

Исследования сейсмических границ и неоднородностей внутри Земли представляют собой сложную, непрерывно совершенствуемую задачу. Необходимо отфильтровать помехи и шумы, неизбежно возникающие при определении времени вступления продольных, поперечных и других волн на сейсмограмме.

Процесс определения координат эпицентра землетрясения упрощенно можно описать следующим образом:

- по сейсмограмме, на которой определены вступления P- и S-волн, вычисляют разность времен прихода этих волн Δt (рис. 4.40а);
- по годографу определяют эпицентральное расстояние, соответствующее этой разности (рис. 4.40б);
- вычислив эпицентральное расстояние по нескольким (минимум трём) станциям, находят местоположение эпицентра по пересечению дуг, проведенных вокруг этих станций (рис. 4.41).

На основании обработки данных по множеству записей времен вступления сейсмических волн на сеть сейсмологических станций, расположенных по поверхности Земли, на континентах и на островах мирового океана составляют каталоги землетрясений. Они

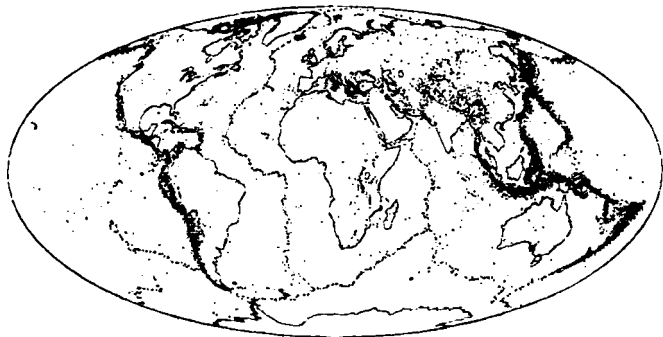


Рис. 4.42. Географическое распределение эпицентров землетрясений.

представляют собой однородный набор записей, соответствующих землетрясению и расположены в хронологическом порядке. В каждой записи содержится информация о времени и координатах (широта, долгота, глубина) землетрясения, а также энергетическая характеристика землетрясения — *магнитуда* (подробнее — ниже). Примером *глобального* каталога является каталог National Earthquake Information Center (NEIC) USGS (<http://earthquake.usgs.gov/regional/neic>). Существуют также *региональные* каталоги (камчатский, калифорнийский, японский и т. д.)

4.6.2. Особенности пространственного распределения очагов

Географическое распределение эпицентров землетрясений представлено на рис. 4.42. Можно выделить следующие особенности:

- Сейсмичность в океанах сосредоточена в относительно узких поясах (срединные хребты и зоны субдукции), по которым проводят границы литосферных плит.
- На континентах выделяются широкие диффузные пояса сейсмичности.
- Распределение очагов по глубине весьма неоднородно: мелкофокусные землетрясения в основном происходят в срединных хребтах, глубокофокусные — до 700 км, — в основном, расположены вдоль Тихоокеанского пояса, который окаймляет акваторию Тихого океана (в зонах субдукции). Распределение количества землетрясений в год по глубине за период 1977—1997 гг. представлено на рис. 4.43а.

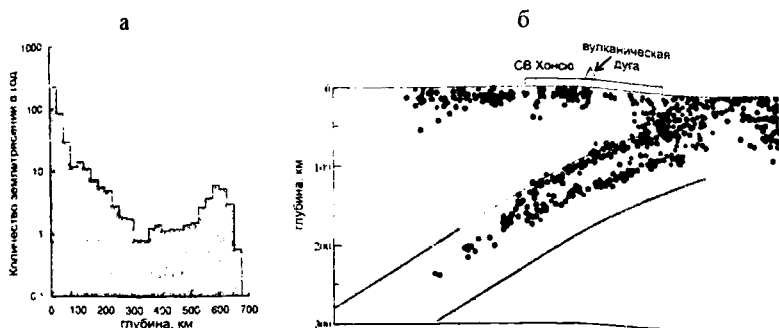


Рис. 4.43. Особенности расположения очагов землетрясений по глубине. (а) Распределение количества землетрясений в год по глубине за период 1977—1997 гг., по Fowler, 2005; (б) Расположение очагов землетрясений в сечении Японской зоны субдукции, по (Stern, 2002). Видна двойная наклонная сейсмофокальная зона.

- Распределение очагов по глубине весьма неоднородно: мелкофокусные землетрясения в основном происходят в срединных хребтах, глубокофокусные — до 700 км, — в основном, расположены вдоль Тихоокеанского пояса, который окаймляет акваторию Тихого океана (в зонах субдукции). Распределение количества землетрясений в год по глубине за период 1977—1997 гг. представлено на рис. 4.43а.
- К зонам субдукции приурочены наклонные сейсмофокальные зоны — зоны *Беньофа*. Часто эти зоны имеют двойной характер (рис. 4.43б).

4.6.3. Магнитуда, момент и энергия землетрясений

Для характеристики силы землетрясения используют несколько различных шкал. 12-бальная шкала основана, главным образом, на визуальной оценке разрушений, и не является объективной. Землетрясения интенсивностью в 1 балл могут отметить только приборы, а 12 баллов расценивается как катастрофа, которая сопровождается разрушением сооружений, изменение русел рек и т. п.

Магнитуда M — количественная характеристика, определяемая по амплитуде и периоду волн, регистрируемых на сейсмических станциях. В настоящее время широко используется определение магнитуды, предложенное в 1935 г. Рихтером (Касахара, 1985):

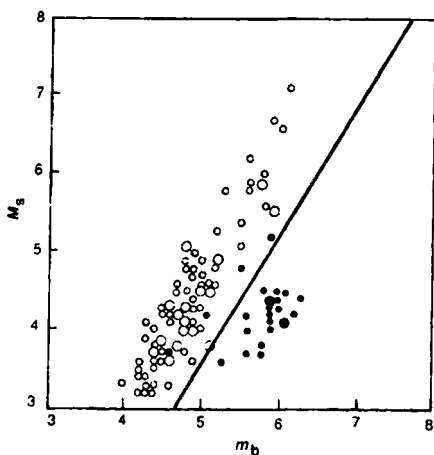


Рис. 4.44. Соотношения между M_S и m_b , рассчитанные для одних и тех же землетрясений (светлые точки) и ядерных взрывов (темные точки). Линия — зависимость (4.10) для ядерных взрывов, по (Nowroozi, 1986).

$$M = \lg \frac{A}{T} + f(\Delta, h) + C, \quad (4.7)$$

где A — максимальная амплитуда смещения поверхности (мкм); T — преобладающий период (с); Δ — эпицентрально расстояние; h — глубина очага; $f(\Delta, h)$ — калибровочная функция, которая приводит наблюдения к единому эпицентральному расстоянию, для которого можно непосредственно сравнивать амплитуды волн; C — поправка для данной станции. Существует несколько шкал магнитуд, но все они основаны на подобном соотношении.

Для мелкофокусных ($h < 50$ км) землетрясений вводится магнитуда по поверхностным волнам M_S , определяемая по регистрации волн Лява и Релея. Для глубокофокусных землетрясений вводится магнитуда по объемным волнам m_b , определяемая по регистрации объемных (P и S) волн. Эти магнитуды определяются аналогично (4.7), но имеют различные калибровочные члены и поправки, позволяющие рассчитывать их для землетрясений, имеющих различные глубины и эпицентральные расстояния. Соотношения между M_S и m_b , рассчитанные для одних и тех же землетрясений и ядерных взрывов, представлено на рис. 4.44. Используется также еще несколько видов магнитуд.

Среднемировая зависимость, построенная по этим соотношениям между M_S и m_b имеет вид (Fowler, 2005):

$$m_b = 2.5 + 0.63 M_S. \quad (4.8)$$

Современная аппаратура позволяет регистрировать землетрясения с магнитудой до -3 с точностью 0.1 . К числу самых сильных зарегистрированных землетрясений, по данным USGS (<http://earthquake.usgs.gov>), относятся: Чилийское землетрясение 1960 г. $M=9.5$, землетрясение на Аляске 1964 г. $M=9.2$, землетрясение на Суматре 2004 г. $M=9.1$, Камчатское землетрясение 1952 г. $M=9.0$.

Взрывы атомных бомб также вызывают землетрясения, магнитуду которых можно определить по формуле

$$M = 3.65 + \lg Q, \quad (4.9)$$

где Q — заряд в килотоннах. Так, атомная бомба, сброшенная на Хиросиму, имела эквивалентный заряд 30 килотонн, отсюда $M=5$. Самая мощная атомная бомба, которая испытывалась в Советском Союзе, имела эквивалентный заряд 57 мегатонн. Магнитуда землетрясения, соответствующая взрыву такой бомбы будет равна 8.4 балла, что больше мощности Чилийского землетрясения 1960 года.

На основании обобщения данных по взрывам получена, что зависимость между M_S и m_b для них несколько отличается от (4.8). На рисунке 4.44 линия, задаваемая соотношением

$$m_b = 2.87 + 0.6 M_S \quad (4.10)$$

отделяет область землетрясений и ядерных взрывов, что свидетельствует значительных различиях между этими процессами в генерации сейсмических волн.

Сейсмический момент M_0 связан с деформациями, происходящие во время землетрясения соотношением (Касахара, 1985)

$$M_0 = \mu A u, \quad (4.11)$$

где μ — модуль сдвига, A — площадь, охваченная разрывом, u — среднее смещение по разрыву во время землетрясения. Сейсмический момент может быть определен разными способами: как по характеристикам разломной зоны, с которой связано землетрясение, так и по низкочастотной части спектра поверхностных волн. Это позволяет исследовать сеймотектонический процесс с разных сторон. Соотношение между M_S и M_0 представлено на рис. 4.45, в целом наблюдается линейная зависимость между $\lg M_0$ и M_S .

Это позволяет ввести новую шкалу магнитуд M_w — *моментную магнитуду* (Касахара, 1985):

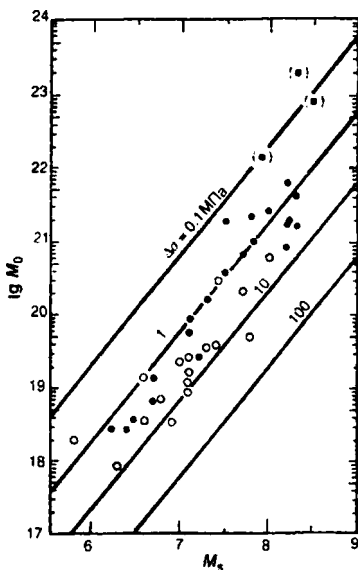


Рис. 4.45. Соотношение между магнитудой по поверхностным волнам M_S и сейсмическим моментом M_0 . Черные точки — данные для межплитных землетрясений, белые — для внутриплитных, по (Henry, Das, 2001).

$$M_w = 2/3 \lg M_0 - 6.0, \quad (4.12)$$

где M_0 — в Н·м.

В промежутках между землетрясениями потенциальная энергия накапливается в среде в виде упругих напряжений. Во время землетрясения происходит резкое высвобождение накопленной энергии, в результате чего происходит: разрушение пород, выделение тепла, излучение сейсмической энергии E . Сейсмический момент M_0 является мерой общей суммы энергии, которая выделяется при землетрясении. Только незначительная часть сейсмического момента M_0 преобразуется в излученную сейсмическую энергию E , которую регистрируют сейсмографы.

Определена зависимость между магнитудой и излученной сейсмической энергией E землетрясения, которая выражается формулой (Касахара, 1985)

$$\lg E = pM + q, \quad (4.13)$$

где p и q — константы. По Гутенбергу и Рихтеру:

$$\lg E = 4.8 + 1.5 M_s, \quad (4.14)$$

$$\lg E = -1.2 + 2.4 m_b, \quad (4.14^*)$$

энергия здесь в джоулях.

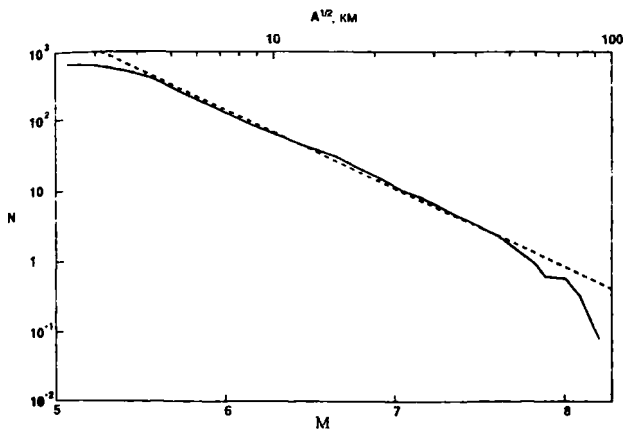


Рис. 4.46. Распределение количества землетрясений, произошедших в год, по магнитудам M и по размеру очага ($A^{1/2}$), построенное по мировому Гарвардскому каталогу за период 1977—89 гг., по (Frolich, Davis, 1993). Пунктирная линия соответствует значению $b=1.11$ в законе Гутенберга-Рихтера.

Интересен вид распределения землетрясений по магнитудам (то есть сколько происходит землетрясений каждой магнитуды, рис. 4.46).

Спадающая часть распределения может быть аппроксимирована (в диапазоне $M=4-8$) зависимостью вида (закон Гутенберга-Рихтера):

$$\lg N = a - b M, \quad (4.15)$$

где N — количество землетрясений за некоторый промежуток времени, b принимает значения от 0.7 до 1.2 (если используется магнитуда M_S), в зависимости от района и временного интервала, для которого построено распределение.

Подобный вид распределения говорит о самоподобии сейсмического режима, то есть для каждой магнитуды M количество землетрясений на порядок больше, чем для магнитуды $M+1$. Однако вследствие логарифмической зависимости энергии от магнитуды (4.13), наибольшую энергию выделяется при землетрясениях с большими магнитудами (хотя их мало), а слабые землетрясения дают лишь небольшой вклад в общую энергетику сейсмического режима.

5. МОДЕЛИ ЗЕМЛИ

В данной главе под *моделями* Земли мы будем понимать распределения в Земле скоростей сейсмических волн, плотности, давления, ускорения силы тяжести, упругих и диссипативных свойств, построенные на основании имеющейся геофизической информации.

5.1. Плотность Земли

5.1.1. Требования к моделям Земли и эвристические модели

Как говорилось выше, модельное распределение плотности в Земле должно удовлетворять определенным интегральным соотношениям, чтобы соответствовать, прежде всего, массе и моменту инерции Земли. При этом в первом приближении Земля считается шаром.

Будем говорить только о сферически симметричной модели, то есть пренебрегаем сжатием Земли, латеральными неоднородностями, и будем считать, что $\rho = \rho(r)$.

В этом случае масса, заключенная в сферической оболочке радиуса r , имеющей толщину dr , равна (рис. 5.1)

$$dm = 4\pi r^2 dr$$

и масса тела, заключенного в шаре радиуса r , может быть вычислена как

$$m(r) = \int_V dm' = \int_V \rho' dV' = 4\pi \int_0^r \rho(r') r'^2 dr'. \quad (5.1)$$

Масса всей Земли

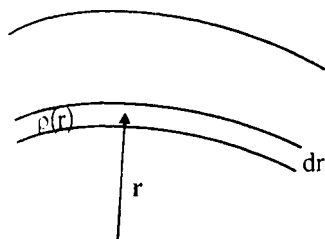
$$M_E = 4\pi \int_0^{R_E} \rho(r') r'^2 dr'. \quad (5.1^*)$$

Момент инерции шара с плотностью $\rho = \rho(r)$ относительно оси, проходящей через его центр, вычисляется как

$$I = \int_V (r' \sin \theta)^2 dm'.$$

Учитывая, что в этом случае удобно записать $dm = \rho dV = \rho dx dy dz = \rho r^2 \sin \theta dr d\theta d\lambda$, получаем:

Рис. 5.1. К построению сферически симметричной плотностной модели Земли.



$$I = \int_0^r \int_0^\pi \int_0^{2\pi} r'^4 \rho(r') \sin^3 \theta' dr' d\theta' d\lambda' = 2\pi \int_0^\pi \sin^3 \theta' d\theta' \int_0^r r'^4 \rho(r') dr' \quad (5.2)$$

$$= \frac{8\pi}{3} \int_0^r \rho(r') r'^4 dr'$$

Момент инерции Земли

$$I = \frac{8\pi}{3} \int_0^{R_E} \rho(r') r'^4 dr'. \quad (5.2^*)$$

Еще со времен Лежандра (1793 г.) и Лапласа (1825 г.), выбирая из тех или иных соображений вид зависимости $\rho = \rho(r)$, подбирали соответствующие параметры этой зависимости. Наиболее известной (и достаточно хорошей) является зависимость, предложенная Лежандром:

$$\rho = \rho_0 \frac{\sin ar}{ar},$$

где параметры $\rho_0 = \rho(0)$ (плотность в центре Земли) и a подбираются из условий на M_E и I .

5.1.2. Общий принцип построения плотностной модели Земли

Рассмотрим принцип построения плотностной модели Земли, то есть отыскания распределения плотности по глубине.

К физическим закономерностям, наиболее твердо установленным для Земли нужно отнести:

Закон всемирного тяготения

$$g = G \frac{m}{r^2}. \quad (5.3)$$

Условия гидростатического равновесия

$$dp = \rho g dz = -\rho g dr, \quad (5.4)$$

то есть давление в Земле растёт с глубиной, как в жидком теле (см. главы 2 и 3), $z = R_E - r$.

К (5.3) и (5.4) можно добавить уже приводившееся условие *сферической симметрии*:

$$dm = 4\pi r^2 dr. \quad (5.5)$$

Эти соотношения справедливы для Земли с точностью не меньшей чем

$$\alpha_0 \sim 1/300 = 3 \cdot 10^{-3},$$

естественно положить их в основу построения плотностной модели Земли.

Уравнения (5.3)—(5.5) содержат 4 неизвестных функции: $g(r)$, $m(r)$, $p(r)$ и $\rho(r)$. Поэтому система (5.3)—(5.5) — незамкнута. Необходимо еще одно уравнение. Таким уравнением обычно является *уравнение состояния* вещества Земли (зависимость плотности от давления, температуры и т. д.):

$$\rho = F(p, T, \dots). \quad (5.6)$$

Уравнение состояния может быть получено как из теоретических, так и из экспериментальных исследований, однако это достаточно сложно, учитывая высокие давления и недоступность глубинных слоёв Земли.

5.1.3. Уравнение Адамса-Вильямсона

Один из подходов, используемых для преодоления трудностей связанных с неопределенностью уравнения состояния для вещества Земли, состоит в следующем.

Будем считать, что сжатие материала под действием сил гравитации препятствуют силы упругости, то есть для вещества Земли справедлив закон Гука. Тогда из (2.9) следует, что изменение давления dp вызывает изменение $d\rho$ такое, что:

$$dp = -K\theta = -K \frac{dV}{V} = K \frac{d\rho}{\rho}, \quad (5.7)$$

где $K = K(r)$ — модуль всестороннего сжатия. Это соотношение можно использовать в качестве уравнения состояния (5.6).

Заметим, что величина $\Phi = K/\rho$ может быть получена непосредственно по сейсмическим данным:

$$\Phi = \frac{K}{\rho} = c_P^2 - \frac{4}{3} c_S^2$$

Функция $\Phi = \Phi(r)$ называется *сейсмической функцией* (или *сейсмическим параметром*).

Таким образом, уравнение состояния для упругой Земли имеет вид:

$$dp = \Phi dr$$

Подставив (5.7*) в условие гидростатического равновесия (5.4), найдем, что

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{g\rho}{\Phi} \quad (5.8)$$

Это уравнение известно как уравнение Адамса-Вильямсона (1923 г). Фактически это запись баланса гравитационных сил и сил упругости.

Отметим, что (5.8) справедливо только в том случае, когда плотность увеличивается с глубиной только за счет веса вышележащих слоев. Если в какой-то области Земли плотность изменяется по другим причинам (например, в результате фазовых переходов, изменений химического состава вещества или теплового расширения), то для этой области уравнение Адамса-Вильямсона неприменимо.

Удобно переписать (5.8), используя (5.3):

$$\frac{dp}{dr} = -G \frac{\rho}{\Phi} \frac{m(r)}{r^2} \quad (5.9)$$

Вместе с (5.5) это позволяет построить простейшую разностную схему решения:

$$\begin{cases} \rho(r - \Delta r) = \rho(r) - \Delta\rho = \rho(r) + G \frac{\rho(r)}{\Phi} \frac{m(r)}{r^2} \Delta r; \\ m(r - \Delta r) = m(r) - \Delta m = m(r) - 4\pi\rho(r) r^2 \Delta r \end{cases} \quad (5.10)$$

Если при $r = R_E$ задано $\rho(R_E)$ и $m(R_E) = M$, то (5.10) позволяет последовательно получить значения $\rho(r)$ при $r < R_E$.

Адамс и Вильямсон выбрали в качестве начальных условий плотность $\rho(Z_M)$ под границей Мохоровичича (то есть «сняли» кору как сильно неоднородный слой), отнеся ее к глубине 35 км; соответственно была пересчитана и масса Земли. Исходя из сейсмологических и гравитационных данных, можно полагать, что

$$\rho(Z_M) = 3.3 \text{ г/см}^3 \text{ (при } Z_M = 35 \text{ км)}.$$

Считая уравнения (5.8) справедливым для всей Земли, Адамс и Вильямсон получили непрерывное распределение плотности.

Сейсмические данные свидетельствуют, однако, о наличии в Земле резких границ; более того, известно, что мантия Земли — твердая, а ядро — жидкое. Эти обстоятельства ставят под сомнение справедливость уравнения Адамса-Вильямсона вблизи сейсмических границ и, особенно, границы мантия — ядро.

Для вычисления $\rho(r)$ нужны дополнительные данные и предположения.

5.1.4. Модели Буллена

Огромный вклад в построение моделей Земли сделал К. Буллен. Он предположил (1936 г.) наличие скачка плотности на глубине $Z_C = 2900$ км (граница ядра и мантии). Далее, предложенный им подход заключался в том, чтобы отдельно интегрировать уравнение Адамса-Вильямсона от поверхности Мохора до границы ядра и от центра Земли до границы ядра.

Во втором случае для определения неизвестного значения плотности в центре Земли необходимо еще одно условие. Таким условием является величина момента инерции Земли I (5.2).

Зная I и $\rho(r)$ при $r > R_C$, можно попытаться подобрать плотность в центре Земли $\rho_0 = \rho(0)$, так, чтобы сумма моментов ядра и мантии была бы равна I :

$$I_C + I_M = I.$$

Интегрирование уравнения Адамса-Вильямсона в мантии дает распределение плотности $\rho(r)$ в ней и позволяет рассчитать момент инерции мантии I_M :

$$I_M = \frac{8\pi}{3} \int_{R_C}^{R_E} \rho(r) r^4 dr$$

Зная I_M и I можно найти момент инерции ядра $I_C = I - I_M$.

При $\rho(Z_M) = 3.3$ г/см³ ($Z_M = 35$ км), оказалось, что

$$I_C = 0.57 M_C R_C^2,$$

то есть больше, чем для однородного шара соответствующе массы радиуса.

Условие $I_C > 0.4 M_C R_C^2$ означает, что в ядре плотность с глубиной должна уменьшаться. Такое распределение плотности с глубиной в ядре неустойчиво (особенно, если учесть, что внешнее ядро жидкое), и это предположение должно быть отвергнуто.

Если потребовать, чтобы было $I_c = 0.4 M_c R_c^2$, (то есть считать ядро однородным шаром и уменьшить момент инерции ядра), то необходимо соответственно увеличить момент инерции мантии. Если при этом полагать уравнение Адамса-Вильямсона справедливым во всей мантии, то необходимо увеличить значения $\rho(Z_M)$ до 3.7 г/см^3 . Однако при таком значении $\rho(Z_M)$ разница аномалий в свободном воздухе на океане и континенте должна составлять 250 мгал. Такое большое значение плотности под границей Мохоровичича резко противоречит сейсмическим и гравиметрическим данным. Таким образом, предположение об однородности верхней мантии (и о справедливости в ней уравнения Адамса-Вильямсона) противоречит эмпирическим данным.

Сейсмологические данные свидетельствуют о наличии в мантии зон с повышенным градиентом скорости (см. рис. 4.32). К этой зоне естественно и отнести нарушение гидростатического роста плотности. Введя скачок плотности на глубинах около 400 км, а затем, рассмотрев градиентную зону в диапазоне глубин 400—1000 км, Буллен в 1937—1940 гг. получил согласованную с эмпирическими данными модель Земли (модель Буллена «А»). При этом для определения скачка (зоны повышенного градиента) плотности в мантии им были использованы различные априорные условия (некоторые из них довольно произвольные из-за недостатка информации).

Зная $\rho = \rho(r)$ и $\Phi = \Phi(r)$, можно рассчитать распределение в Земле упругих свойств:

$$K(r) = \Phi(r) \rho(r).$$

Полученная в результате зависимость показала $K(r)$, что K почти не испытывает резких скачков (даже на границе мантии и ядра). Исходя из этого, он предположил, что в нижней мантии и ядре сжимаемость вещества Земли $1/K$ обусловлена только давлением и практически не зависит от химического состава. Эта гипотеза может быть использована как дополнительное условие для определения ρ в тех областях, где уравнение Адамса-Вильямсона несправедливо. На основании этой гипотезы (названной K - ρ гипотезой) Буллен рассчитал улучшенную модель Земли — модель «В» (1950 г.). Заметим, однако, что, несмотря на свою работоспособность, с современных позиций физики твердого тела K - ρ гипотеза вызывает серьезные нарекания и может рассматриваться лишь как некоторое феноменологическое построение.

Современные сейсмологические данные свидетельствуют о наличии в Земле, кроме границы ядро—мантия, нескольких областей с явными скачками или повышенными градиентами скорости:

- граница внутреннего и внешнего ядра;
- зоны повышенных градиентов: 400—430 км и 640—670 км;
- зона пониженных скоростей (ЗПС): 70—250 км;
- граница литосферы с ЗПС;
- граница Мохоровичича;
- граница в коре Земли (граница Конарда).

В этих областях уравнения Адамса-Вильямсона не может применяться. Учет этих границ и областей в плотностной модели Земли требует большого количества дополнительных условий (ограничений) для определения соответствующих скачков плотности.

Кроме того, для слоев в Земле, где по современным представлениям идет конвекция (мантия, внешнее ядро), необходимо в уравнение (5.9) включить член, связанный с наадиабатическим температурным градиентом:

$$\frac{d\rho}{dr} = -G \frac{\rho}{\Phi} \frac{m(r)}{r^2} + \alpha \rho \tau, \quad (5.11)$$

где α — коэффициент теплового расширения, τ — превышение температурного градиента dT/dr над адиабатическим. Это означает, что в этих областях плотность растет с глубиной медленнее, и, более широко, необходимо производить коррекцию по температурному градиенту.

Первой хорошо обоснованной моделью, основанной на обращении географов, была модель Джеффриса-Буллена (1940-е годы), которые пересмотрели таблицы времен пробега сейсмических волн и установили новые зависимости скоростей c_p и c_s от глубины. Это позволило с помощью уравнения Вильямсона-Адамса и известного в то время значения момента инерции Земли определить распределение плотности $\rho(r)$, давления $p(r)$ и ускорения силы тяжести $g(r)$, то есть построить модель Земли. Неравномерное распределение землетрясений и сейсмических станций на поверхности Земли и слабое покрытие Земли источниками и приемниками — основные причины того, что информация о большей части земных недр в 1940-е — 1960-е годы оставалась неизвестной.

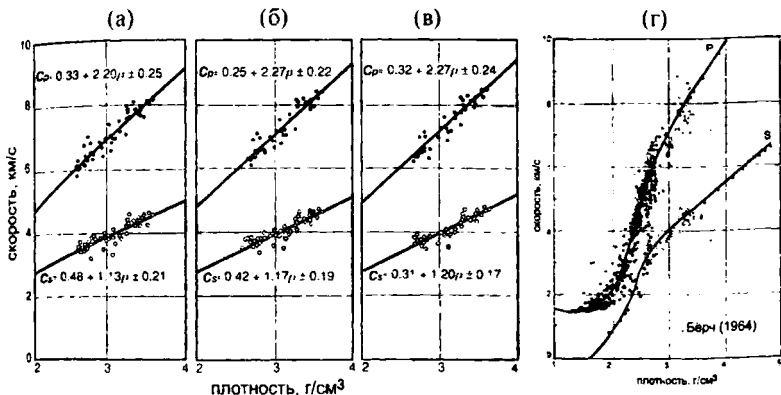


Рис. 5.2. Экспериментальные соотношения между скоростью и плотностью (закон Бёрча) при различных давлениях, по (Fowler, 2005). (а) 0.2 ГПа, (б) 0.6 ГПа, (в) 1 ГПа; (г) кривая Нейфа-Дрейка для осадочных (темные точки) и изверженных и метаморфических (светлые точки) пород для Р- и S- волн. Крестиками показаны точки, полученные согласно закону Бёрча, по (Ludwig et al., 1970).

5.1.5. Модель Бёрча

Дополнительная информация, необходимая для построения плотностных моделей по сейсмическому разрезу, может быть получена при использовании подхода, который был предложен и реализован Бёрчем.

Он состоит в установлении зависимости между скоростью сейсмических волн и плотностью. Эта зависимость не проста, но в общем можно сказать, что в более плотных породах скорости также больше. Поскольку в формуле для сейсмических волн плотность стоит в знаменателе, это может быть только в том случае, если упругие модули K и μ также зависят от плотности, причем растут быстрее, чем ρ . На основании лабораторных экспериментальных исследований Берч вывел зависимость скорости упругих волн от плотности.

$$c_p = a\rho + b, \quad (5.12)$$

где a и b — постоянные (не зависят от ρ).

Экспериментальные данные, иллюстрирующие закон Бёрча, приведены на рис. 5.2 (а–в). На рис. 5.2г представлена эмпирическая зависимость между скоростью и плотностью (кривая Нейфа-Дрейка)

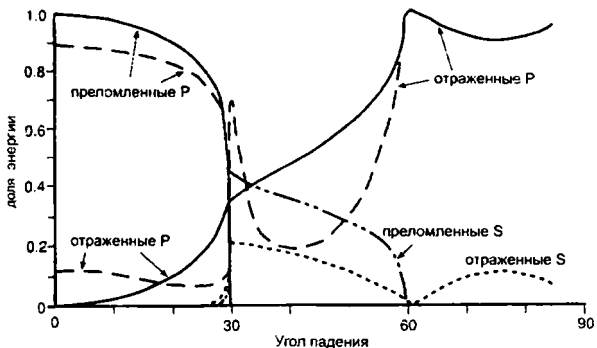


Рис. 5.3. Доля энергии преломленных и отраженных волн по отношению к энергии падающей P-волны в зависимости от угла падения при $c_{P1}/c_{P2} = 0.5$, $c_{P1}/c_{S1} = 1.87$, $c_{P2}/c_{S2} = 1.73$. Для P-волны сплошной линией дан график при $\rho_1/\rho_2 = 2$, штриховой — при $\rho_1/\rho_2 = 1$, по (Tooley et al., 1965).

для различных типов пород для P- и S-волн, построенная по сейсмологическим данным. На эту зависимость хорошо ложатся расчетные точки, полученные согласно закону Бёрча.

Используя такой подход, можно рассчитать плотность в верхней мантии (где сосредоточено большинство аномальных зон и границ) на основе этой эмпирической зависимости непосредственно по скоростному разрезу. В нижней мантии и ядре плотность определяется из уравнения Адамса-Вильямсона. Рассчитанная таким образом модель известна как модель Берча. Отметим, что последующие исследования, основанные на независимых данных о распределении плотности, показали, что модель Берча достаточно хорошо описывает плотность в Земле.

5.1.6. Определение плотностей по методу отраженных волн

При падении волны P на границу раздела сред генерируются как отраженные, так и преломленные волны, причем как P, так и S типов (см. главу 4). Соотношение амплитуд отраженных и преломленных волн от границы раздела зависит от соотношения плотностей и соотношения сейсмических скоростей в средах. Упрощенно говоря, чем больше скачек плотности, тем больше отражение (рис. 5.3). Таким образом, по соотношению амплитуд отраженных и преломленных волн можно получить информацию о скачке плотности.

Сложность заключается в том, что при наклонном падении на границу раздела генерируются как P, так и S-волны, поэтому достаточно трудно учесть весь баланс энергии. Однако при малых углах падения почти не генерируются S-волны, так что измерения достаточно точны, особенно при отражении от жидкого внешнего ядра, где S-волн нет (рис. 5.4). Полученная таким методом оценка даёт $\rho_{\text{max}} \approx 14 \text{ г/см}^3$ на кровле внутреннего ядра.

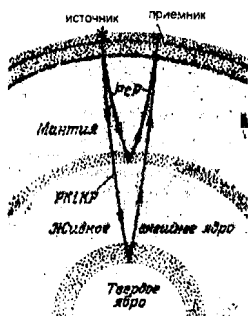


Рис. 5.4. Использование отраженных волн для определения скачка плотности. Угловое расстояние между источником и приемником — 11°

5.1.7. Расчет распределения ускорения силы тяжести, давления и упругих модулей

Если известно распределение плотности $\rho(r)$, то распределения $g(r)$ и $p(r)$ можно рассчитать по формулам:

$$g(r) = G \frac{m(r)}{r^2} = G \frac{4\pi}{r^2} \int_0^r \rho(r') r'^2 dr' , \quad (5.13)$$

$$p(r) = \int_r^{R_i} g(r') \rho(r') dr' . \quad (5.14)$$

Рассчитать распределение упругих модулей можно следующим образом:

$$\mu = \rho c_s^2 , \quad (5.15)$$

$$K = \rho \left(c_p^2 - \frac{4}{3} c_s^2 \right) . \quad (5.16)$$

5.1.8. Добротность

При рассмотрении распространения упругих волн мы пренебрегали затуханием, связанным с неидеальной упругостью (наличием вязкости) материала Земли (см. главу 2). Если учитывать потери, связанные с вязким сопротивлением, при котором механическая энергия переходит в тепловую, можно записать уравнение плоской волны в виде

$$u = u_0 e^{-\gamma x} \sin k(x - ct),$$

где γ — коэффициент затухания. Вообще, он зависит от частоты $\gamma = \gamma(\omega)$.

Часто вместо γ используют *добротность* Q . Величина, обратная добротности, которая равна доле упругой энергии, рассеиваемой за один период колебаний:

$$\frac{2\pi}{Q} = \frac{\Delta E}{E}$$

Добротность связана с коэффициентом затухания зависимостью

$$\frac{1}{Q} = 2\gamma \frac{c}{\omega} = 2 \frac{\gamma}{k}. \quad (5.17)$$

и, подобно коэффициенту затухания, зависит от частоты.

5.2. Собственные колебания Земли (СКЗ)

5.2.1. Понятие о собственных колебаниях

Известны два способа описания эволюции механического возмущения в сплошной среде: волны и собственные колебания.

Собственные колебания — *свободные* колебания тела как целого. Так, генерация звука в струне и в колоколе связана с их собственными колебаниями.

В случае, когда размер тела много больше характерного размера явления — длины волны ($L \gg \lambda$), — среду можно рассматривать как безграничную, и мы имеем т.н. *свободные* волны, на которых никак не сказываются внешние границы среды.

В том случае, когда длина волны соизмерима с размером тела ($\lambda \sim L$), влиянием внешних границ тела на волновую картину нельзя пренебречь. Условия на границе тела накладывают ограничения на смещения в волне в точках границы, а, следовательно, в силу сплошности среды, и в смежных с ней точках, отстоящих на расстояние порядка длины волны. А поскольку длина волны соизмерима с размером тела, то влияние границ сказывается на волновой картине во всем теле.

В частности, условия на границе тела определяют фиксированный сдвиг фаз между падающей и отраженной волнами. что при определенных длинах волн обеспечивает возникновение

устойчивой интерференции падающей и отраженной волн. Возникают *стоячие* волны соответствующих частот. Эти частоты определяются размерами тела и скоростями распространения волн (то есть упругими и плотностными параметрами среды). Колебания среды, отвечающие описанной схеме, называют *собственными колебаниями* тела.

Для выяснения картины смещений нужно решать непосредственно уравнение движения сплошной среды (см. главу 2) с соответствующими граничными условиями и с учетом массовых сил:

$$\sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}, \quad (5.18)$$

где $i, j = x, y, z$. В данном случае массовые силы — это силы тяжести ρg .

Обычно в волновом приближении ($L \gg \lambda$) массовыми силами в (5.18) пренебрегают по сравнению с упругими. Однако для собственных колебаний это можно сделать не всегда. Соотношение упругих и гравитационных сил зависит от длины волны колебаний. Действительно, так как объёмные волны — это волны сжатия-растяжения, то в них происходят вариации плотности, что приводит к вариациям гравитационного поля. При этом, чем больше длина волны, тем больший объём захватывают колебания, и, соответственно, там больше доля массовых сил.

Положим для Земли $\lambda_{кр} \sim R_E$ и найдем соответствующий период: $T_{кр} = R_E/c \sim 6 \cdot 10^3 \text{ км} / 10 \text{ км/с} = 600 \text{ с} = 10 \text{ мин}$. Точнее, $\lambda_{кр} \approx 4500 \text{ км}$, $T_{кр} \approx 450 \text{ с}$.

При $T < T_{кр}$ можно использовать уравнение упругих колебаний без учета массовых сил. При $T > T_{кр}$ надо рассматривать полное уравнение, решением которого являются *сейсмогравитационные* колебания.

Таким образом, можно получить решение *прямой задачи*: по известным свойствам K, μ, ρ вычислить периоды собственных колебаний $T = T(K, \mu, \rho)$.

5.2.2. Уравнения собственных колебаний

Для сферически симметричной Земли решения уравнений собственных колебаний естественно искать в виде разложения по

сферическим функциям, подобно тому, как мы это делали при разложении гравитационного потенциала:

$$u(r, \lambda, \theta, t) = Y(r) S_n^m(\lambda, \theta) \cos \omega_n^m t. \quad (5.19)$$

В этом случае угловая часть решения $S_n^m(\lambda, \theta)$ автоматически (тождественно) удовлетворяет уравнениям СКЗ и для $Y(r)$ получаются обыкновенные дифференциальные уравнения вида:

$$\hat{L}_r Y(r) + \Lambda_n^m \cdot Y(r) = 0, \quad (5.20)$$

где \hat{L}_r — дифференциальный оператор по r , коэффициенты которого зависят от упругих модулей (из закона Гука) и плотности среды.

Уравнение (5.20) вместе с соответствующими граничными условиями называется задачей на собственные значения. Для каждого n и m (5.20) может иметь набор решений — собственных значений ${}_i \Lambda_n^m$ и собственных функций ${}_i Y_n^m(r)$. Каждое собственное значение ${}_i \Lambda_n^m$ определяет частоту ${}_i \omega_n^m$ колебаний, отвечающую сферической гармонике $S_n^m(\lambda, \theta)$ (аналогично колебанию струны).

5.2.3. Свойства СКЗ

Уравнение движения (5.18), аналогично тому, как это рассматривалось в главе 2, имеет два независимых решения. В соответствии с этим разделяют два типа колебаний для сферического тела:

1. $[\text{rot } \mathbf{u}]_r = 0$ — колебания, связанные с изменением объёма.

Колебания этого типа называются *сфероидальными* и обозначаются S (не путать с S-волнами). В них вектор смещения имеет составляющие и по радиусу, и по азимутальным направлениям. При таких колебаниях происходит изменения плотности, и, соответственно, возмущается гравитационное поле. Сфероидальные колебания являются связанными колебаниями упругого и гравитационного полей и регистрируются как приборами для измерения деформаций (деформографами), так и гравиметром.

2. $\theta = \text{div } \mathbf{u} = 0$ — колебания изменения формы.

Эти колебания называются *крутильными*, или *тороидальными* и обозначаются T. При колебаниях этого типа не происходит изменения объёма, вектор смещений в них перпендикулярен к радиусу сферы, за которую в первом приближении принимается Земля. Крутильные колебания, в отличие от сфероидальных, не

изменяют гравитационное поле Земли и не регистрируются гравиметрами, а только деформографом.

Сейсмографы фиксируют колебания обоих типов. Поэтому сравнение спектров частот, записанных сейсмографами и гравиметрами, позволяет экспериментально разделить эти два класса колебаний.

Благодаря тому, что земное ядро жидкое, а крутильные колебания являются поперечными колебаниями (аналогично поперечным волнам), последние связаны лишь с твердыми областями Земли и определяются распределением плотности, модуля сдвига и диссипативного фактора в мантии и коре.

Поскольку решение уравнения СКЗ ищется в виде разложения по сферическим функциям, то необходимо обратиться к понятию о зональных, секториальных, тессеральных функциях, рассмотренных в главе 3.

Если бы Земля была сферически-симметричным не вращающимся телом, то частоты собственных колебаний не зависели бы от долготного индекса m , который принимает значения $0, 1, 2, \dots, n$, и тогда все $(2n+1)$ колебания, соответствующие сферической функции S_n^m , имели бы одно и то же значение частоты ω_n . Из-за вращения Земли, а также из-за неоднородностей земных недр, нарушающих ее сферическую симметрию, вырождение частот снимается, и каждая частота ω_n расщепляется на мультиплет, состоящий из $(2n+1)$ компонент.

Наблюдения не позволяют пока разделить колебания, соответствующие тессеральным функциям с $m > 0$ и колебания, соответствующие зональным функциям с тем же значением n . Поэтому будем пренебрегать отклонением Земли от сферической симметрии и ее вращением, то есть положим $m = 0$. Тогда частоты (периоды) собственных колебаний зависят от двух индексов: n и i . Основной тон колебаний обозначается широтным индексом n , обертоны обозначаются радиальным индексом i , для каждого i внутри Земли существуют узловые сферические поверхности (рис. 5.5).

Соответственно, для самих крутильных и сфероидальных колебаний и для их периодов используются стандартные обозначения ${}_i T_n$ и ${}_i S_n$. Так, например, ${}_0 S_2$ обозначает основной тон второго сфероидального колебания, ${}_1 S_0$ — первый обертоны

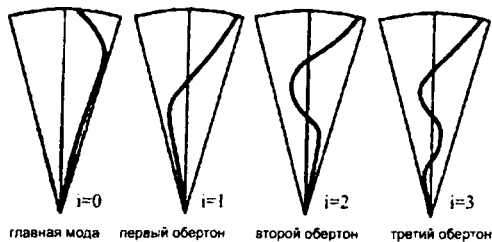


Рис. 5.5. Обертоны собственных колебаний. Кривые показывают изменение смещения с глубиной для однородного шара. Для Земли картина осложняется наличием жидкого ядра.

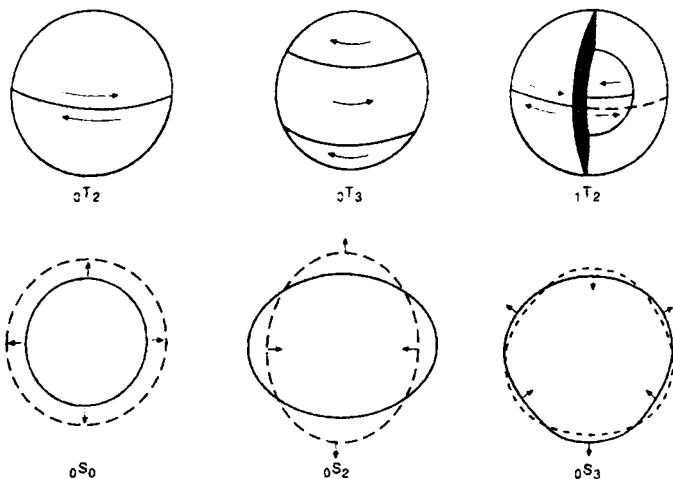


Рис. 5.6. Некоторые старшие моды крутильных (вверху), и сфероидальных (внизу) собственных колебаний Земли.

радиального колебания (при $n = 0$ сфероидальные колебания переходят в радиальные). На рисунке 5.6 приведены старшие моды крутильных и сфероидальных колебаний.

К важным свойствам собственных колебаний относится то, что для основных тонов ($i = 0$) с ростом номера колебания n смещения в них вытесняются к поверхности. То есть с ростом n они начинают содержать все меньше информации о глубинных слоях и все больше усредненной информации о наружных слоях. В отличие от основных тонов, обертоные функции при заданном n и росте i все более

погружаются в земные недра и, таким образом, несут все большую информацию о глубинах планеты.

Собственные колебания можно рассматривать как стоячие волны, образовавшиеся в результате интерференции волн поверхностного типа (волн Релея для S-колебаний и волн Лява для T-колебаний).

5.2.4. Регистрация СКЗ

Для возбуждения СКЗ необходим мощный источник, энергии которого достаточно для возбуждения всей Земли. Таким источником могут служить сильные землетрясения или ядерные взрывы.

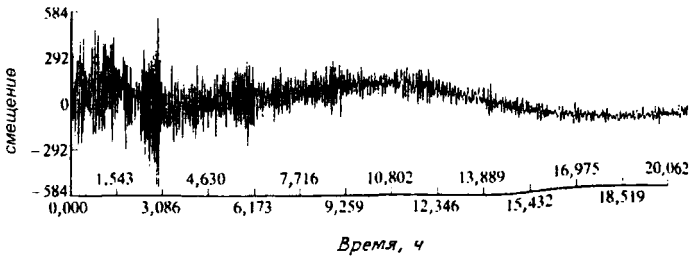
Впервые СКЗ были зарегистрированы Беньофом после сильного Камчатского землетрясения 1957 г. Для регистрации был использован деформограф, который позволяет измерять деформации любой частоты, в т.ч. медленные (низкочастотные).

Произошедшее в 1960 г. чилийское землетрясение позволило записать собственные колебания как на деформографах, так и на гравиметрах. При этом обнаружилось, что на гравиметрах не было зарегистрирован ряд периодов, которые были зафиксированы на деформографах, как это и следует из теории.

В начале 1960-х годов была установлена обширная сеть длиннопериодных сейсмометров WWSSN (Worldwide Standardized Seismographic Network), которая зарегистрировала собственные колебания от нескольких крупных землетрясений, заметно пополнив уже имевшуюся таблицу собственных периодов. Поверхностные землетрясения возбуждают в основном основные тона и плохо возбуждают обертона. Глубокие землетрясения, напротив, возбуждают в основном обертона. В результате долгосрочных исследований был существенно расширен список периодов обертонов, которые содержат надежную усредненную информацию о глубинных недрах Земли. Важно и то, что были получены шифровые записи.

В настоящее время используются лазерные деформографы, дающие высокую точность. На рис. 5.7а представлена запись СКЗ, а на рис. 5.7б — спектр СКЗ. В настоящее время экспериментально измерено более тысячи периодов (мод), основные представлены в таблице 5.1. Наибольший период наблюдается для моды ${}_0S_2$ и составляет около 54 мин.

а



б

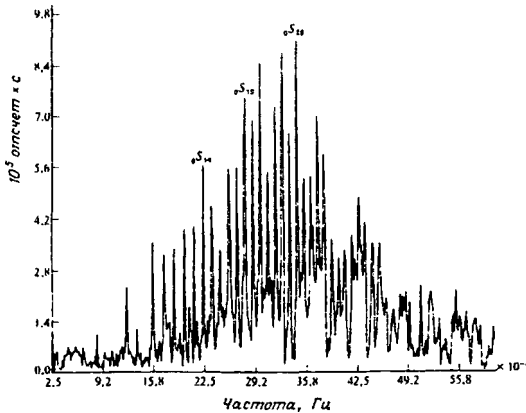


Рис. 5.7.
Собственные колебания Земли.
(а) запись собственных колебаний;
(б) спектр СКЗ, по (Болт, 1984)

5.2.5. Значение СКЗ для построения моделей Земли

Регистрация собственных колебаний Земли открыла путь к построению современной глобальной модели Земли.

Подобно тому, как масса Земли и ее момент инерции являются интегральными параметрами Земли и определяются распределением плотности в ее недрах, собственные периоды (частоты ω_n) также относятся к интегральным параметрам Земли (Жарков, 2003).

Однако собственные частоты, как интегральные параметры Земли, представляют собой более сложные величины, чем масса и момент инерции, так как они зависят не только от распределения плотности в Земле, но и от распределения ее упругих параметров: модуля сжатия и модуля сдвига, неупругости недр, а также от распределения гравитационного поля в недрах планеты.

Таблица 5.1. Значения периодов собственных колебаний и добротности, рассчитанные для некоторых мод T и S.

Мода	Период, с	Q
${}_0S_0$	1228	5000
${}_0S_2$	3233	620
${}_0S_6$	963	480
${}_0S_{12}$	502	370
${}_0S_{19}$	360	270
${}_0S_{24}$	306	240
${}_1S_3$	1064	
${}_4S_5$	415	
${}_5S_0$	205	
${}_0T_2$	2638	350
${}_0T_4$	1303	300
${}_0T_5$	1076	250
${}_0T_{10}$	619	190
${}_0T_{15}$	452	170
${}_1T_2$	757	
${}_2T_4$	420	

Знание собственных периодов позволяет решать обратную задачу — подобрать параметры Земли K , μ , ρ таким образом, чтобы удовлетворять набору периодов. Знание полного спектра (то есть всех периодов) позволило бы точно подобрать модель, и по мере уточнения спектра качество моделей улучшается.

При этом K , μ и ρ входят в $i\omega_n^m$ не в виде c_P и c_S , а независимо, что позволяет сразу получать модель Земли $\rho(r)$, (а не скоростной разрез $c_P(r)$ и $c_S(r)$). Большое количество измеренных собственных частот (несколько тысяч) делает СКЗ наиболее информативным источником для построения сферически симметричной модели Земли.

Различные моды СКЗ проникают на различные глубины: чем выше частота (меньше длина волны), тем меньше глубина проникновения. Это обстоятельство позволяет использовать СКЗ для «дифференциального» зондирования Земли.

Наблюдение за затуханием различных гармоник СКЗ можно проследить изменение с глубиной диссипативных свойств вещества Земли, то есть определяется также добротность $Q(r)$ для

собственных колебаний Земли, аналогично тому, как это делается для добротности для упругих волн.

5.3. Современные радиальные модели Земли

5.3.1. Требования к моделям

Современные модели Земли опираются на всю совокупность геофизических данных. Задача ставится следующим образом: найти распределения в Земле плотности и упругих модулей, наилучшим образом согласующиеся с:

- годографами сейсмических волн;
- данными о дисперсии поверхностных волн;
- периодами собственных колебаний Земли;
- значениями массы, момента инерции Земли, гравитационных моментов J_n .

Таким образом, построение моделей Земли является типичной обратной задачей (по «следствию» нужно определить «причину»). Известны различные способы решения обратных задач. Одним из таких способов является метод Монте-Карло, заключающихся в переборе всевозможных случайных моделей и оценке степени их соответствия эмпирическим данным. Впервые метод применен В.И.Кейлисом-Бороком (1966), а широко использован Ф.Прессом (1968). При этом из $5 \cdot 10^6$ перебранных моделей подходящими оказались только 6 (то есть в среднем 1 на миллион).

5.3.2. Модель PEM

В 1970-е годы была предложена модель PEM — Parametric Earth Model (Дзевонский, Хейлз, Лэпвуд, 1975).

В модели PEM распределение свойств в Земле аппроксимируется кусочно-непрерывными аналитическими функциями радиуса, на каждом участке являющимися полиномами степенью до 3. Коэффициенты в полиномах моделей PEM определялись методом наименьших квадратов так, чтобы удовлетворить данным наблюдений о временах пробега волн. разности времен пробега, большим выборкам из 1064 собственных периодов Земли и дисперсионным кривым для поверхностных волн. для океанических и континентальных регионов. Существует несколько разновидностей модели PEM:

- PREM-O (oceanic) — для океанических регионов,
- PREM-C (continental) — для континентальных регионов
- PREM-A (average) — средняя.

Различия в моделях для континентов и океанов сохраняется до глубин неоднородностей в верхней мантии (на глубине 420 км). Глубже этой зоны все три модели идентичны.

5.3.3. Модель PREM

Развитие идей, заложенных при построении модели PREM, позволило Дзевонскому и Андерсону (1981) построить наиболее часто используемую в настоящее время глобальную референсную модель Земли PREM (Preliminary reference Earth model).

В PREM использованы данные по собственным колебаниям и объемным волнам. Модель PREM похожа обобщенную модель PREM-A, глубже 420 км обе модели практически совпадают. Заметные изменения по сравнению с PREM внесены в строение наружных 420 км. Для модели PREM также существуют варианты для океанических и континентальных регионов.

В модели PREM граница M находится на глубине 24 км. PREM имеет три границы в верхней мантии (на глубинах 220, 400 и 670 км) и зону низких скоростей для S-волн на глубинах от 80 до 220 км.

Новый элемент, который появился в PREM, — это *анизотропный* слой в верхней части мантии на глубинах между 24.4 и 220 км. В этом слое скорости сейсмических волн вдоль радиуса и перпендикулярно радиусу имеют различные значения. Выявление сейсмическими методами анизотропных зон в мантии прямо указывает на то, что в этих зонах происходит *течение горных пород*, или на то, что их течение, в геологическом смысле, происходило сравнительно недавно.

Скоростной разрез $c_p(r)$ и $c_s(r)$, а также распределение добротности в Земле для P- и S-волн по модели PREM представлено на рис. 4.28. Зависимость $\rho(r)$, а также упругих модулей $K(r)$, $\mu(r)$ и $\nu(r)$ приведены на рис. 5.8а,б.

Расчитанные по (5.11), (5.12) для модели PREM зависимости $g(r)$ и $p(r)$ приведены на рис. 5.8б. Отметим, что максимум ($g = 10.7 \text{ м/с}^2$) достигается на границе ядра и мантии. а в мантии $g(r)$ меняется незначительно и даже имеет небольшой минимум ($g = 9.93 \text{ м/с}^2$) в диапазоне глубин 1371—1471 км.

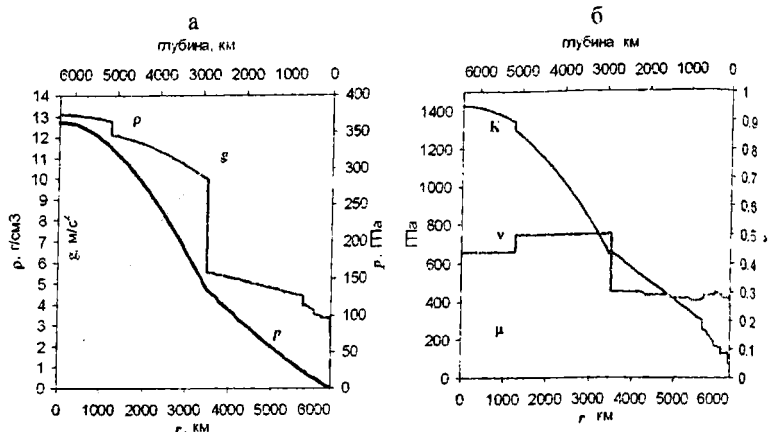


Рис. 5.8. Распределение параметров в Земле согласно модели PREM.
(а) плотность, ускорение g , давление; (б) упругие модули K , μ , ν .

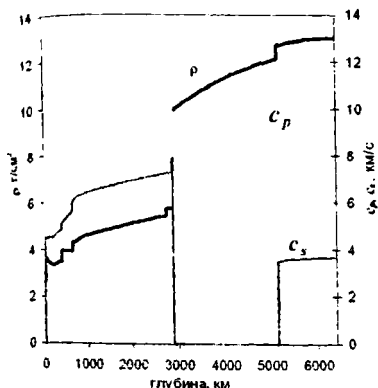
5.3.4. Модели IASP91 и AK135

Модель IASP91 (Кеннет, 1991; Кеннет и Энгдал, 1991) разработана в Международной Ассоциации Сейсмологии и Физики Земных Недр (International Association of Seismology and Physics of the Earth Interior — IASPEI) на основании большого объема цифровых данных о временах пробега P- и S-волн.

Это глобальная сферически симметричная сейсмическую модель Земли, в которой даны значения скоростей P- и S-волн как функции радиуса (глубины). Модель IASP91 в верхней мантии заметно отличается от модели PREM. В модели IASP91 скачки скоростей P- и S-волн расположены на глубинах 410 и 660 км. Так как амплитуды отклонений этих границ от средних значений, зависящие от разных причин, составляют 30-40 км, то различие PREM и IASP91 по этим параметрам невелико. В модели IASP91 нет слоя низких скоростей с анизотропией и скачка скоростей на глубине 220 км, а граница M расположена на глубине 35 км.

Обработка еще большего объема данных позволило уточнить модель IASP91 и построить на ее основании модель AK135. В ней содержатся зависимости от глубины (радиуса) для скоростей сейсмических волн (Кеннет и др., 1995), а также для плотности и

а



б

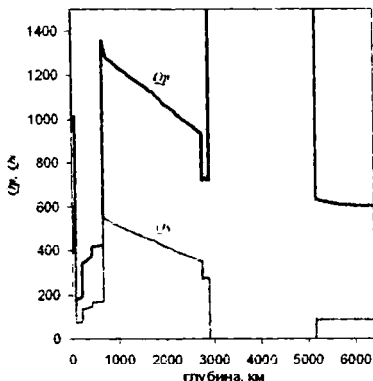


Рис. 5.9. Распределение параметров в Земле согласно модели АК135.

(а) плотность, скорости c_p , c_s ; (б) добротность.

добротности (Montagner, Kennett, 1996). Распределение параметров согласно модели АК135 показано на рис. 5.9.

Разработана также модель SP6 (Морелли, Дзевонски, 1993) — только для скоростного разреза Земли.

Из классических моделей наиболее близкими к современным оказались модель «А» Буллена и модель Берча.

Модели PREM, IASP91 и АК135 используются как отсчетные модели нулевого приближения в сейстотомографических моделях Земли.

5.6. Сейсмическая томография

5.6.1. Понятие о сейсмической томографии

Во всех предыдущих разделах мы рассматривали в основном сферически симметричную модель Земли. Приводились также варианты с разделением на континентальную и океаническую модели.

К началу 1980-х годов создались условия для построения более тонких моделей Земли. Это было связано с оснащением сейсмической сети приборами с цифровой регистрацией и возросшими возможностями вычислительной техники, способной анализировать громадные массивы информации. Появилась

возможность выявлять небольшие (до $\pm 5\%$) отклонения скоростей прохождения сейсмических волн через недра Земли относительно стандартных моделей (PREM и др.).

Методы, позволяющие получать двух- и в трехмерные картины неоднородностей (отклонений от стандартных моделей) в мантии и коре Земли, получили название *сейсмической томографии*.

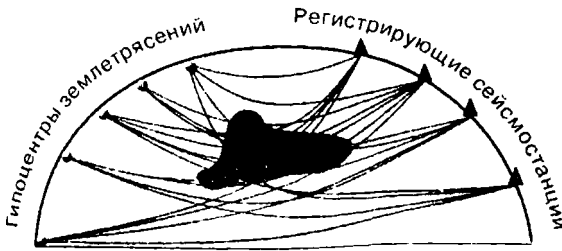
Термин *томография* означает формирование послойного («томо» — срез) образа некоторого объекта. Так, *медицинская* томография строит послойное изображение органов, например головного мозга, с помощью рентгеновских лучей. *Сейсмическая* томография базируется на обработке информации от объемных и поверхностных сейсмических волн. «просвечивающих» интересующий геофизиков объект.

С самого начала сейсмотомографические модели строились по двум направлениям.

1) Проводится сглаживание неоднородностей в распределении скоростей δc_p , δc_s (с помощью их разложения по сферическим функциям в каждом из рассматриваемых слоев мантии). Толщина земной коры также разлагается по сферическим функциям. Основы этого направления были разработаны в работах Андерсона и Дзевонски (1984) и Дзевонски и Вудхауса (Dziewonski, Woodhouse, 1987). За отсчетную модель принималась PREM. Все границы в исходной модели мантии в этом методе также должны разлагаться по сферическим функциям. Первое направление построения томографических моделей можно назвать крупномасштабным. В этих моделях латеральное разрешение не превышает нескольких тысяч километров, но крупномасштабное поле неоднородности сейсмических скоростей выявляется достаточно надежно.

2) Во втором направлении кора и мантия разбиваются на блоки и определяются невязки по отношению к отсчетной референсной модели, за которые в современных построениях принимают модели IASP91 и обобщенную модель AK135. Одна из первых попыток построить томографическую модель мантии путем разбиения ее на блоки принадлежит Клейтону и Комеру (1983 г.). В современных построениях, идущих по этому пути, мантия разбивается на достаточно мелкие блоки с размерами $\sim 1^\circ$ (то есть примерно 100 км), в которых определяются невязки скоростей δc_p , δc_s распространения волн по отношению к их значениям в базовой модели.

Рис. 5.10.
К понятию о
сейсмической
томографии



5.6.2. Основные принципы сейсмической томографии.

Принцип построения сейсмотомографических моделей заключается в следующем. Пусть сейсмические волны генерируются многими источниками, например очагами землетрясений, и регистрируются одновременно на многих сейсмических станциях (рис. 5.10). Задавшись некоторой стандартной моделью Земли (PREM или IASP91) можно рассчитать модельные времена прихода лучей от каждого источника на каждую станцию. Однако некоторые лучи могут проходить через области, имеющие *аномальные*, то есть отличающуюся (в ту или иную сторону) от модельной, скорости и плотность. Эти отличия будут влиять на времена пробега сейсмических волн, проходящих через такие области — они будут отличаться от расчетных (модельных). Далее, вносят локальные вариации в исходные скоростные модели таким образом, чтобы достичь наилучшего согласия между модельными и измеренными временами пробега. При этом применяют достаточно сложный математический аппарат, в основе которого лежит метод наименьших квадратов.

Чем больше сейсмических волн проходит через какую-либо неоднородность в Земле, тем более подробную информацию об изменениях фаз, периодов, амплитуд и скоростей этих волн мы будем иметь. Количество записей особенно важно, так как одно землетрясение дает лишь одну, усредненную скорость волны вдоль луча, попавшего на сейсмоприемник. Но когда лучей много и они идут в разных направлениях, взаимно пересекаясь, тогда информация об области, через которые они проходят, значительно более полная. Поскольку землетрясений ежегодно происходит сотни тысяч, и количество регистрирующих станций также велико,

решение данной задачи требует самых быстродействующих компьютеров.

Сейсмотомография часто использует сразу все типы волн, суммируя информацию. Это так называемая многоволновая томография, которая дает гораздо более качественное представление о глубинных неоднородностях.

Отбор экспериментальных сейсмических данных, а также их первичная обработка являются тем необходимым основанием, на котором строится вся дальнейшая работа для получения изображения. Это особо следует отметить для того, чтобы было понятно, почему сейсмотомографические изображения, в основу которых положен, казалось бы, одинаковый первичный материал, при обработке разными исследователями могут значительно отличаться.

Подчеркнем, что модели сейсмической томографии дают вариации *скорости* распространения сейсмических волн, причем по абсолютной величине они не превосходят нескольких процентов. Скорости распространения упругих волн в изотропной мантии определяются плотностью и двумя упругими модулями K и μ . Различные факторы, приводящие к неоднородности мантии (в первую очередь, температура, химический состав, неупругость) по-разному влияют на ρ , K и μ и таким образом на c_p и c_s . Связь скорости и плотности, которая была рассмотрена выше (чем больше плотность, тем больше скорость сейсмических волн), позволяет интерпретировать эти вариации как *плотностные*.

Отклонение температуры δT от среднего, радиально симметричного распределения $T(r)$, примерно одинаково влияет на δc_p и δc_s . Считается, что положительная корреляция между относительными изменениями скоростей $\delta c_p/c_p$ и $\delta c_s/c_s$ свидетельствует в пользу того, что неоднородность мантии обусловлена вариациями температуры.

Таким образом, результаты томографических исследований допускают следующую интерпретацию: выделение относительно «холодных» (более плотных, высокоскоростных) и относительно «горячих» (менее плотных, низкоскоростных) областей.

5.6.3. Результаты

Полученные в последние 10—15 лет результаты по сейсмической томографии Земли позволили установить в первом приближении ее трехмерное строение. Выявленные латеральные и вертикальные отклонения скоростей сейсмических волн от средних сферически-симметричных значений обычно интерпретируются как следствие соответствующих температурных возмущений в конвектирующей мантии. Высокоскоростные “холодные” сейсмические аномалии отвечают относительно тяжелым погружающимся областям мантии, в то время как низкоскоростные “горячие” сейсмические аномалии — более легким ее частям, испытывающим подъем.

Однако картина, полученная геофизикам при использовании сейсмотомографии для изучения неоднородностей в мантии Земли, оказалась во многом неожиданной. Важная особенность, которую удаюсь выявить, — это разнонаправленное горизонтальное или близкое к нему движение относительно холодного и нагретого вещества, а не только перемещение в вертикальной плоскости, как это предполагалось раньше. Холодные и горячие струи вещества мантии образуют сложное переплетение в горизонтальной и вертикальной плоскостях, и при этом не наблюдается полного соответствия их глубинных продолжений по отношению к поверхностным (рис. 5.11).

Так, например, нагретые колонны мантийного вещества под областями новейшего вулканизма или рифтовыми зонами срединно-океанических хребтов не поднимаются из глубины в виде прямых колонн, а имеют весьма причудливую форму.

В то же время наблюдается погружение холодных и более плотных океанических пластин под более легкие континентальные и подъем нагретого вещества вдоль осей рифтовых океанических и континентальных зон. Общая картина имеет весьма сложный вид. Погружающиеся холодные плиты имеют различные углы падения от почти вертикальных до очень пологих. Часть из них достигает глубины раздела верхней и нижней мантии (670 км). Часть проникает ниже, а некоторые как бы продавливают поверхность верхней и нижней мантии, образуя утолщение.

Таким образом, развитие сейсмической томографии открыло прежде недоступные возможности исследования неоднородностей строения Земли (прежде всего мантии).

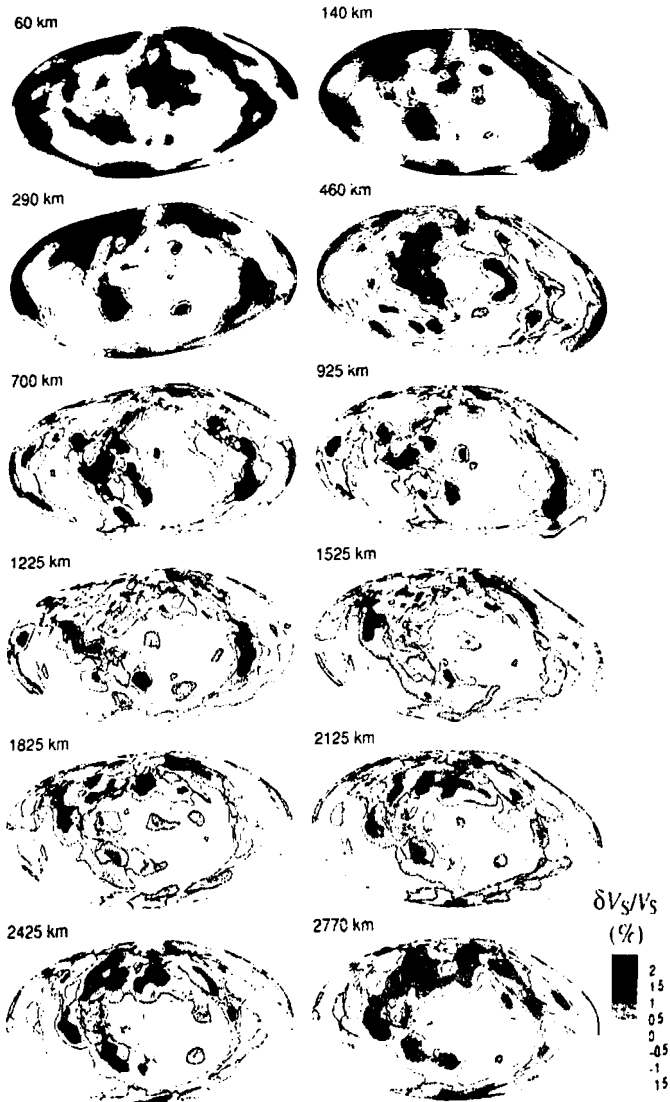


Рис. 5.11. Томографическое изображение отклонений скоростей S-волн от стандартной модели на разных глубинах в мантии. При построении учитывались данные по длинноволновым объемным волнам, поверхностным волнам и свободным колебаниям, по (Masters et al., 2000).

6. GEOTERMИЯ

6.1. Предмет геотермии

Давление и температура являются основными параметрами, определяющими состояние вещества; практически все характеристики материала: упругие модули, электропроводность, вязкость, теплопроводность, теплоемкость и т. д. — зависят от давления и температуры. Распределение давления по глубине может быть получено на основании анализа эмпирических данных сейсмологии и гравиметрии. В этой главе мы проведем оценку распределения температуры в Земле и связанные с этим вопросы энергетики и происхождения Земли.

Распределение температуры в Земле может быть получено на основании ее проявления на поверхности и ее взаимосвязи с другими геофизическими полями. Однако в отличие от других геофизических процессов геотермический процесс чрезвычайно инерционен: ниже будет показано, что за все время существования Земли до ее поверхности дошло тепло с глубин не более 1000 км. Это принципиальное обстоятельство значительно сужает возможности исследования термических свойств Земли по наблюдениям на поверхности, ограничивая тем самым эмпирическую базу геотермики. Вследствие этого основное внимание переносится на теоретические, в том числе компьютерные, модели, на лабораторные исследования при высоких давлениях и на получении косвенной информации о термическом состоянии Земли из анализа других геофизических полей.

Существует три механизма теплопередачи:

- лучистый.
- молекулярный (кондуктивный);
- конвективный;

Интенсивность *лучистого* теплопереноса определяется соотношением

$$W = \sigma T^4,$$

где W — поток энергии излучения, T — абсолютная температура, σ — постоянная Стефана-Больцмана. Поскольку максимальная температура (в центре Земли) не превышает 7000 К, то для геологии

практическое значение имеют только два последних вида, однако в разных оболочках их вклад неодинаков.

Механизм *теплопроводности (молекулярного теплопереноса)* — это передача тепла на молекулярном уровне посредством передачи тепловых колебаний молекул. Он наиболее эффективен в твердых телах, где конвекция затруднена или невозможна. Прежде всего, это земная кора и литосфера, которые имеют весьма значительную вязкость и конвективный теплоперенос в которых поэтому затруднен.

Конвективный теплоперенос — перенос тепла нагретыми массами вещества при их перемещении в пространстве (*массоперенос*). Он играет существенную роль в тех оболочках, где вещество обладает достаточной подвижностью, то есть является газом или жидкостью. Прежде всего, это, конечно, атмосфера и гидросфера. Однако и в «твёрдой» земле есть оболочки, эффективно жидкие в геологическом масштабе времени. Это мантия, внешнее ядро, астеносфера, а также магматические очаги, лавовые озера, и т. д. Именно в этих оболочках течения и конвекция играют значительную роль, а конвективный теплоперенос является основным видом теплообмена.

В этой главе для обозначения скорости сейсмических волн будем использовать символы v_p и v_s , а символом c будем обозначать удельную теплоемкость (c_p и c_v — удельную теплоемкость при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно).

6.2. Распределение температуры в верхних частях Земли (кора и верхняя мантия)

6.2.1. Тепловой поток

Тепловой поток q — это количество теплоты ΔQ , проходящее через единицу площади поперечного сечения в единицу времени:

$$q = \frac{\Delta Q}{\Delta S \Delta t}.$$

Тепловой поток является основной измеряемой теплофизической величиной. Вторая тепловая характеристика — температура поверхности обусловлена в основном деятельностью Солнца (см. ниже), тогда как тепловой поток вызывается глубинными, «земными» источниками энергии и несет о них информацию.

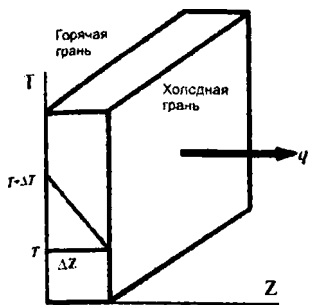


Рис. 6.1. Закон Фурье.

$$q_o = -\lambda \frac{dT}{dz},$$

или в трехмерном случае:

$$q_o = -\lambda \nabla T, \quad (6.1)$$

где λ — коэффициент теплопроводности, ∇T — градиент температуры.

Тепловой поток имеет размерность $[q] = 1 \text{ Вт/м}^2$, теплопроводность $[\lambda] = 1 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$.

Так как тепловой поток с поверхности Земли небольшой, то используются следующие единицы: 1 мВт/м^2 , $1 \text{ мккал/(см}^2\cdot\text{с)} \approx 42 \text{ мВт/м}^2 = 1 \text{ етп}$ (единица теплового потока).

Принцип измерения теплового потока q_o заключается в измерении отдельно градиента $\nabla T = dT/dz$ (на континенте — в скважинах, шахтах; на океане — в осадках, при глубоководном бурении), и теплопроводности λ — в лабораториях.

Измерений теплового потока относительно немного по сравнению с другими полями. В базе «A new global heat flow compilation» (Pollack, Hurter, Johnson, 1991) содержится около 24420 определений теплового потока. Правда, многие относятся к одной точке, но к разным глубинам по скважине. На рис. 6.2 представлена карта глобального теплового потока, полученная при разложении экспериментальных данных по 12 сферическим гармоникам. Усредненные результаты приведены в таблице 6.1.

Как указано выше, передача тепла в Земле может осуществляться двумя основными механизмами: теплопроводностью и массопереносом. Таким образом,

$$q = q_o + q_m,$$

где q_o — поток за счет теплопроводности, q_m — поток за счет массопереноса.

Тепловой поток q_o связан с градиентом температуры (рис. 6.1) законом Фурье:

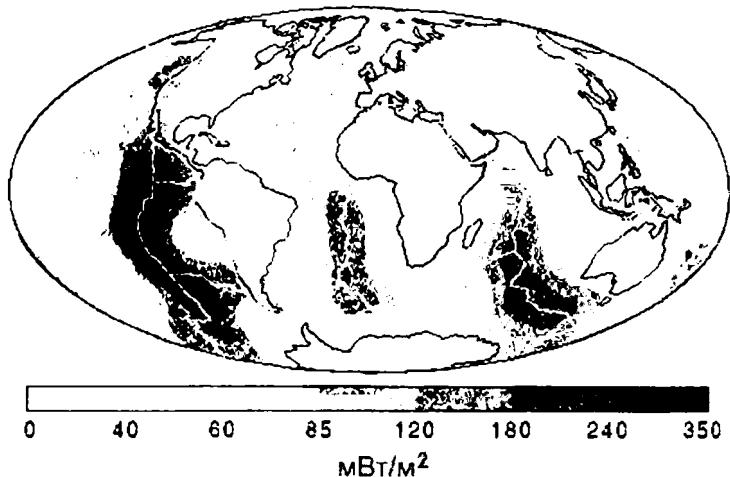


Рис. 6.2. Тепловой поток на поверхности Земли. Разложение экспериментальных данных по 12 сферическим гармоникам, по (Pollack et al., 1993). Белые линии — границы литосферных плит.

Таблица 6.1. Тепловые потери с поверхности Земли.

	Тепловой поток q_0		Интенсивность теплотерь со всей поверхности Земли $q_0 S$	
	мВт/м ²	етп	Вт	Дж/год
Континент	60	1.4	$1.1 \cdot 10^{13}$	$3.4 \cdot 10^{20}$
Океан	80	1.9	$2.6 \cdot 10^{13}$	$7.4 \cdot 10^{20}$
Средний	72	1.7	$3.7 \cdot 10^{13}$	$10.8 \cdot 10^{20}$

Тепловой поток считают нормальным, если $0.8 < q_0 < 2.0$ етп, иначе говорят о тепловой аномалии.

Величина теплового потока различна для регионов, сложенных породами различного возраста. Наблюдается следующая зависимость: чем древнее литосфера — тем ниже тепловой поток. Эта зависимость справедлива как для континентов, так и для океанов (рис. 6.3), но в различных масштабах времени (так как возраст океанической коры не превышает 200 млн. лет).

Попробуем оценить соотношение вкладов q_m и q_0 в земной коре.

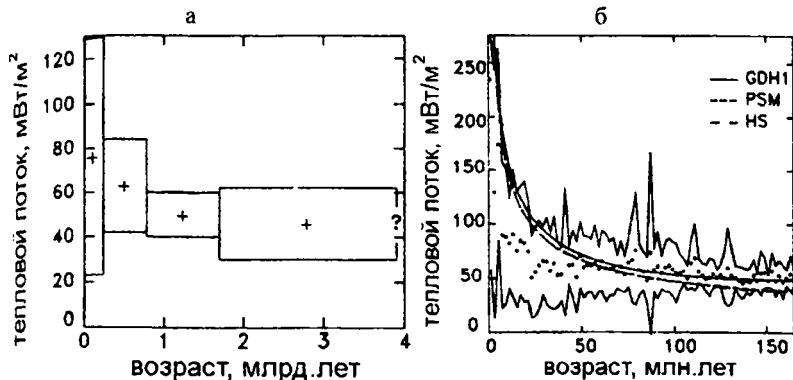


Рис. 6.3. Зависимость теплового потока от возраста литосферы.

(а) Данные для континентов, по (Morgan, 1984); (б) Данные для океанов (северная часть Тихого Океана и северная Атлантика). Точками показаны экспериментальные данные, линиями — расчетные значения по различным моделям, по (Stein, Stein, 1992).

Оценить q_m можно из следующих соображений. Вынос к поверхности горячего материала массы m обеспечивает поток тепла Q через поверхность S в течении времени τ (за счет остывания этого материала на температуру ΔT):

$$Q = q_m S \tau = c m \Delta T,$$

где c — удельная теплоемкость материала. Откуда:

$$Q/\tau = q_m S = c m/\tau \Delta T = c \rho V/\tau \Delta T = c \rho n \Delta T,$$

где $n = V/\tau$ — скорость поступления вещества. Полагая V равным по порядку величины объему земной коры, а τ — времени ее существования, находим:

$$n \sim (3-5) \text{ км}^3/\text{год};$$

$$\text{Современный вулканизм дает } n \sim (2-3) \text{ км}^3/\text{год}.$$

Температура в верхней мантии порядка 1000°C , то есть $\Delta T \sim 1000^\circ \text{C}$; $c \sim 0.3 \text{ кал}/(\text{г}\cdot\text{град}) = 1.26 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ — средняя теплоёмкость Земли.

Следовательно:

$$q_m S = 4 \cdot 10^{18} \text{ кал}/\text{год} = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ Дж}/\text{год}, \text{ что дает } q_m \sim 0.03 \text{ етп}.$$

Таким образом, перенос тепла за счет массопереноса значительно меньше, чем кондуктивный (по крайней мере, в земной коре).

$$q_m \ll q_0$$

Оценки выделения сейсмической энергии показывают, что в среднем

$$q_{eq}S \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ Дж/год} \ll q_0 S.$$

Итак, выделение энергии на поверхности Земли в виде теплового потока значительно *превосходит все другие формы* выделения энергии.

6.2.2. Оценка распределения температур методом реперных точек

Для оценки хода температуры в Земле применяется метод *реперных точек*. Суть его состоит в оценке градиента температуры dT/dz на некоторых характерных глубинах, для которых имеется достаточно информации. Интегрирование этой кривой дает зависимость $T(z)$.

1) На поверхности ($z = 0$) имеем $T \approx 10^\circ\text{C}$.

$$\frac{dT}{dz} = \frac{q_0}{\lambda}.$$

Характерные значения теплопроводности $\lambda \sim 2-3 \text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$, и величина поверхностного температурного градиента

$$dT/dz \sim 20-30 \text{ }^\circ/\text{км}.$$

2) $z = 20 \text{ км}$.

Известно, что скорости сейсмических волн $v = v(p, T)$ зависят от давления p и температуры T . Оценим dT/dz , используя dv/dz , где через v обозначена скорость продольных волн

$$\frac{dv}{dz} = \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \frac{dp}{dz} + \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \frac{dT}{dz}.$$

Индексы p и T указывают, что величины берутся при постоянном давлении и температуре, соответственно.

Согласно уравнению гидростатического равновесия: $dp/dz = \rho g$. Следовательно:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\frac{dv}{dz}}{\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p} - \rho g \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T}{\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}. \quad (6.2)$$

Градиент скорости dv/dz можно оценить по сейсмическому разрезу данным, а $\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T$ и $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ измеряются в лаборатории. Для

коры значения dv/dz по разрезу определяется неточно (из-за большого количества слоев, вызывающих скачки dv/dz). Значения dv/dz можно оценить по динамическим характеристикам сейсмических волн (по их амплитудам на основании эффекта фокусировки);

для $z \approx 20$ км: $dv/dz \sim 0.02—0.03$ с⁻¹.

Тогда согласно (6.2) $dT/dz = 12—18$ °/км.

3) $z \approx 150$ км

На глубине около 150 км сейсмические скорости v имеют минимум (зона пониженных скоростей, в геодинамике сопоставляемая с астеносферой, см. рис. 4.30). При этом $dv/dz = 0$ (условие минимума) и из (6.2) имеем:

$$\frac{dT}{dz} = -\rho g \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T / \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = 2—5 \text{ °/км.}$$

4) $z \approx 410$ км.

На глубинах 410—440 км зафиксировано резкое повышение скорости сейсмических волн (см. рис. 4.30). В настоящее время экспериментально в ходе лабораторных испытаний при высоких давлениях установлено, что область 410—440 км ($p \approx 135—147$ кбар) — это область фазового перехода оливина $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$ в шпинеливую модификацию. В структуре шпинели ионы кислорода O^{2-} образуют более плотную упаковку: не гексагональную, как в оливине, а кубическую гранцентрированную (см. рис. 6.11). При этом фазового переходе плотность вещества увеличивается на величину около 10 %, а упругие модули ещё значительнее.

Фазовая диаграмма этого перехода, построенная по экспериментальным исследованиям, представлена на рис. 6.4. На рис. 6.4а приведены фазовые диаграммы в координатах η - p (концентрация — давление) для различных температур: T_1 и $T^* > T_1$, а на рис. 6.4б — диаграмма фазового перехода в координатах T - p .

Это позволяет получить достаточно точные оценки температуры T и градиента температуры dT/dz на глубине около 410 км.

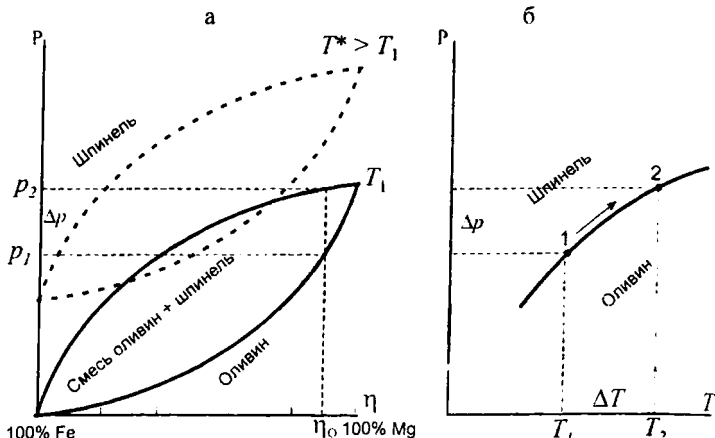


Рис. 6.4. Фазовая диаграмма перехода оливин → шпинель.

(а) в координатах η - p , (б) в координатах T - p (кривая Клапейрона).

По давлениям $p_1 = p(410 \text{ км})$ и $p_2 = p(440 \text{ км})$ на T - p диаграмме определяют и T_1 и T_2 по следующей методике. Оливины в ультраосновных породах имеют концентрацию $\eta_0 = (80\% - 90\%) \text{Mg}^{2+}$. Возьмем основные породы с $\eta_0 = 90\%$, и подбираем такую фазовую диаграмму (рис. 6.5а), у которой переход начинается при $p_1 = 135 \text{ кбар}$. Это даёт нам температуру $T_1 = 1600 \pm 200 \text{ }^\circ\text{C}$ (Schubert et al., 2001, Жарков 2003). Далее, определяем $\Delta p = 12 \text{ кбар}$, что позволяет определить диапазон глубин $\Delta z \approx 30 \text{ км}$, на котором совершается переход. По фазовой диаграмме в координатах T - p (кривая Клапейрона, рис. 6.5б) можно определить ΔT и следовательно, оценить $dT/dz \approx \Delta T/\Delta z$.

Полученные оценки дают $dT/dz = 1.8 - 3 \text{ }^\circ/\text{км}$ и $T = 1600 \pm 200 \text{ }^\circ\text{C}$.
5) $z = 1200 \text{ км}$.

Плавный рост скорости сейсмических волн позволяет воспользоваться (6.2) для оценки dT/dz вплоть до глубины $z \sim 1200 \text{ км}$, используя экстраполяцию $(\partial v/\partial p)_T$ и $(\partial v/\partial T)_p$ и производную $\partial v/\partial z$ из скоростной модели. Экстраполяция $(\partial v/\partial p)_T$ и $(\partial v/\partial T)_p$ на большие глубины (большие давления) уже некорректна.

Таким образом, получаем $dT/dz = 1.6 - 1.8 \text{ }^\circ/\text{км}$.

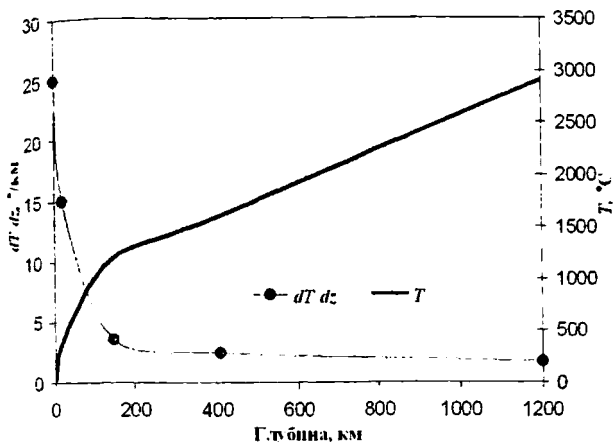


Рис. 6.5.
Изменения dT/dz и T с глубиной, полученные методом реперных точек.

Таблица 6.2. Температура в Земле, полученная по методу реперных точек.

z , км	T , °C	Дополнительные данные
0	10	
40	550	точка Кюри $z = 60$ км $T = 600-700$ °C
150	1200—1400	1200—1400 °C — вулканы (магма из астеносферы)
410	1600 ± 200	
1200	2900	

Рассмотренные нами реперные точки ложатся на гладкую кривую, что косвенно подтверждает согласованность оценок dT/dz . Интегрируя dT/dz от поверхности с учетом $T(0) = 10^\circ\text{C}$, получим профиль температуры. Результаты представлены в таблице 6.2 и на рис. 6.5.

Выше были приведены построения, основанные на эмпирических данных. Теперь рассмотрим модельные соотношения.

6.2.3. Уравнение теплопроводности

Уравнение теплопроводности описывает процесс теплообмена при молекулярном теплопереносе.

Пусть тепловой поток с поверхности тела равен $q = nq$, где n — вектор нормали к поверхности. Тогда со всей поверхности тела S в единицу времени теряется количество теплоты $\int_S q ds$, ($ds = n ds$).

Это приводит к изменению количества теплоты в теле на $(-cm\Delta T/\Delta t)$ в единицу времени. В силу закона сохранения энергии имеем:

$$\oint_S q ds = - \int_V c\rho \frac{\partial T}{\partial t} dV.$$

По теореме Остроградского-Гаусса интеграл в левой части равен $\oint_S q ds = \int_V \operatorname{div} q dV$ и получаем интегральную форму уравнения теплопроводности:

$$\int_V \operatorname{div} q dV = - \int_V c\rho \frac{\partial T}{\partial t} dV, \text{ или } \int_V \left(\operatorname{div} q + c\rho \frac{\partial T}{\partial t} \right) dV = 0.$$

Применяя теорему о среднем и устремляя объем V к 0, получаем дифференциальную форму уравнения теплопроводности (Тихонов, Самарский, 1966):

$$\operatorname{div} q = -c\rho \frac{\partial T}{\partial t}.$$

Подставляя в это выражение закон Фурье (6.1), получаем уравнение теплопроводности (без учета массопереноса)

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda \nabla T). \quad (6.3)$$

Если в рассматриваемом объеме есть источники тепла (например, радиогенные), то уравнение имеет вид

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda \nabla T) + R(x, y, z, t), \quad (6.3^*)$$

где $R(x, y, z, t)$ — теплогенерация (количество теплоты, генерируемое в единице объема в единицу времени). R часто записывают в виде ρH , где H — теплогенерация единицы массы. Если в (6.3*) добавить члены, описывающие вклад массопереноса в теплообмен, то получается уравнение конвекции (см. ниже).

В общем случае $\lambda = \lambda(x, y, z, t)$. Пусть $\lambda = \text{const}$ и $R = 0$. Тогда уравнение имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \nabla^2 T,$$

где $\chi = \lambda/\rho c$ — коэффициент температуропроводности, $[\chi] = 1 \text{ м}^2/\text{с}$.

Оценим характерное расстояние, на которое распространяется тепловое возмущение. Пусть в слое мощностью Δl имеется разность

температур ΔT . Пусть τ — характерное время выравнивания температуры вследствие теплопроводности в слое Δl . Тогда выполняется соотношение:

$$\frac{\Delta T}{\tau} \sim \chi \frac{\Delta T}{(\Delta l)^2}, \text{ или } (\Delta l)^2 \sim \chi \tau. \quad (6.4)$$

6.2.4. Температура в литосфере с учетом радиоактивных источников тепла

Для глубин $z < 100$ км можно считать, что распределение температур стационарно $T = T(z)$. Действительно, поскольку изменение концентрации радиоактивных источников R со временем медленное, то им можно пренебречь. Далее, характерное время установления температуры в слое мощностью ~ 100 км, оцененное по (6.4) при $\chi = 10^{-6}$ м²/с составляет около 0.5 млрд. лет. Это время мало по сравнению с рассматриваемым масштабом времени $\tau \sim 4.5$ млрд. лет, поэтому тепловой профиль в этом слое можно считать установившимся. Кроме того, будем считать, что $R = R(z)$, $\lambda = \lambda(z)$.

Тогда уравнение теплопроводности сводится к

$$\frac{d}{dz} \left(\lambda \frac{dT}{dz} \right) = -R(z) \quad (6.3^{**})$$

Опираясь на физику твердого тела, можно показать, что

$$\lambda(T) = \frac{\lambda_0 T_0}{T}$$

Таким образом, уравнение (6.3^{**}) может быть проинтегрировано, если известно распределение по глубине генерации тепла $R(z)$.

Основным источником тепла является радиоактивный распад. Величина радиоактивной генерации тепла в различных горных породах приведена в таблице 6.3.

Зная строение литосферы можно на основании этой таблицы получить $R(z)$ и, следовательно, проинтегрировать (6.3^{**}). Модельные геотермы для континентов и океанов представлены на рис. 6.6а. Установлена линейная связь теплового потока с теплогенерацией пород (рис. 6.6б).

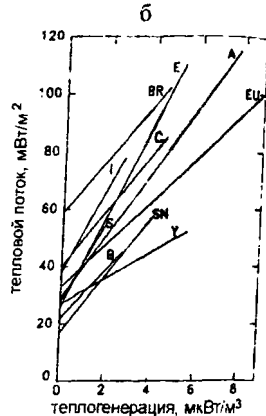
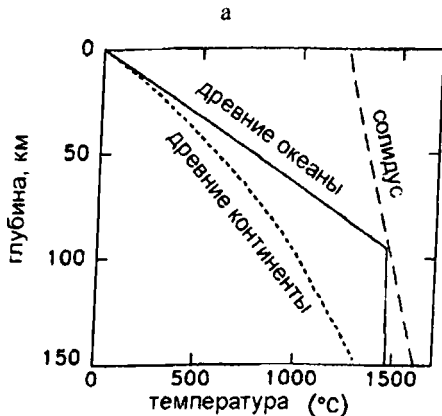


Рис. 6.6. (а) Геотермы для древней континентальной и древней океанической коре, рассчитанные для теплового потока 50 мВт/м^2 и кривая солидуса, по (Stein, Stein, 1992), (б) Связь теплового потока с теплогенерацией для различных регионов, по (Jessop, 1990).

Таблица 6.3. Типичные значения концентрации радиоактивных элементов и теплогенерация для некоторых типов пород.

	Гранит	Толеито-вый базальт	Щелочной базальт	Перидотит	Континентальная верхняя кора	Континентальная кора (средняя)	Океаническая кора (средняя)	Пелитовая порода
Весовые доли								
U (%)	4	0.1	0.8	0.006	2.8	1.1	0.9	0.02
Th (%)	15	0.4	2.5	0.04	10.7	4.2	2.7	0.10
K (%)	3.5	0.2	1.2	0.01	3.4	1.3	0.4	0.04
Теплогенерация (10^{-10} Вт/кг)								
U	3.9	0.1	0.8	0.006	2.8	1.1	0.9	0.02
Th	4.1	0.1	0.7	0.010	3.0	1.2	0.7	0.03
K	1.3	0.1	0.4	0.004	1.2	0.5	0.1	0.007
Суммарная	9.3	0.3	1.9	0.020	7.0	2.7	1.7	0.057
Плотность (10^3 кг/м^3)	2.7	2.8	2.7	3.2	2.7	2.7	2.9	3.2
Теплогенерация R (10^{-6} Вт/м^3)	2.5	0.08	0.5	0.006	1.8	0.7	0.5	0.02

6.3. Температура в нижней мантии и ядре Земли

Воспользуемся (6.4) для оценки характерного расстояния теплопроводности для возраста Земли. Для $\tau = 4.6$ млрд. лет при характерном значении $\chi = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ получим $\Delta l \sim 350 \text{ км}$. Более строгая оценка дает $\Delta l \sim 600\text{—}900 \text{ км}$.

Таким образом, геотермические проявления на поверхности — тепловой поток — отражают распределение температур только в верхней части Земли. Температуры на глубинах более 900 км (в нижней мантии и ядре) нельзя оценить, опираясь на наблюдения на поверхности (при учете только молекулярного теплопереноса).

6.3.1. Адиабатический градиент

В соответствии с современной космогонической концепцией Земля образовалась из газопылевого облака. Это облако сжималось под действием гравитационных сил до тех пор, пока их действие не скомпенсировали силы упругости, при этом вещество нагревалось. Сжатие можно считать адиабатическим ($\Delta Q = 0$), так как время, за которое оно происходило, мало по сравнению с характерным временем теплопроводности. Поэтому адиабатическая температура является нижней границей диапазона возможных в Земле температур.

Адиабатический градиент в Земле можно рассчитать, опираясь на физику твердого тела. Из термодинамики известно, что при адиабатическом сжатии:

$$\frac{dT}{dp} = \frac{\alpha T}{c_p \rho},$$

где α — коэффициент объемного теплового расширения, c_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Это выражение можно переписать (с учетом, что $dp = \rho g dz$) как

$$\frac{dT}{dz} = \frac{g \alpha T}{c_p}. \quad (6.5)$$

На поверхности $\alpha \sim 4 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$. Тогда при $T = 1200 \text{ }^\circ\text{C}$ получим $dT/dz \approx 0.5 \text{ }^\circ/\text{км}$. Это значение слишком мало (по сравнению с реперной точкой, см. раздел 6.1). Дело в том, что α и c_p зависят от T , а значит, и от z . Для кристалла в рамках модели Дебая для α/c_p известно следующее выражение:

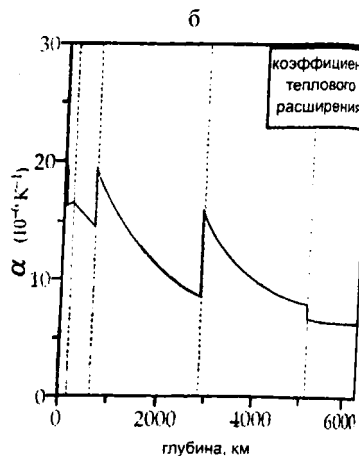
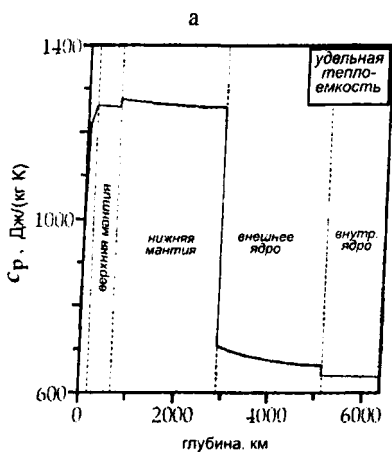
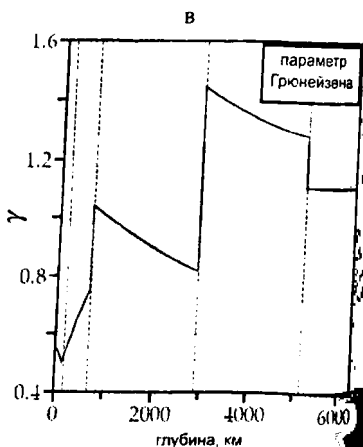


Рис. 6.7. Изменение с глубиной (а) удельной теплоемкости c_p , (б) коэффициента теплового расширения α , (в) параметра Грюнейзена γ , по (Stacey, 1992).



$$\frac{\alpha}{c_p} = \frac{\rho}{K} \frac{d \ln(\rho v_p v_S^2)^{1/3}}{d \ln z} = \frac{1}{\Phi(z)} \gamma(\rho, v_p, v_S),$$

где $\Phi = \frac{K}{\rho} = v_p^2 - \frac{4}{3} v_S^2$ — сейсмическая функция (см. главу 5), γ —

безразмерный термодинамический параметр Грюнейзена.

Таким образом, теплофизическая величина α/c_p выражается через скорости упругих волн v_p и v_S . На качественном уровне наличие такой связи объяснимо. Тепловое состояние кристалла обусловлено колебаниями атомов решетки. Но распространение упругих волн — это тоже колебания атомов решетки. Поэтому

колебания можно представить в виде суперпозиции волн различных частот, а теплофизические характеристики выразить через скорости упругих волн. Изменение сейсмической функции $\Phi(z)$ хорошо известно по сейсмическим моделям. Изменение с глубиной параметра Грюнейзена γ , удельной теплоемкости c_p , коэффициента теплового расширения α также известно (рис. 6.7), хотя и с меньшей точностью.

Таким образом, α/c_p может быть рассчитана как функция глубины. Уравнение (6.5) нетрудно проинтегрировать, начиная с некоторой реперной точки $T_o = T(z_o)$:

$$\ln \frac{T}{T_o} = \int_{z_o}^z g \frac{\alpha}{c_p} dz$$

и рассчитать зависимость адиабатической температуры от глубины.

6.2.2. Кривая плавления

Мантия Земли находится в твердом состоянии (при не слишком больших временах воздействия, см. главу 2), поэтому верхним пределом температуры в мантии является температура плавления $T_m(z)$.

Для расчета температуры плавления в Земле делают априорные предположения о процессе (механизме) плавления. По Линдеману, плавление наступает тогда, когда амплитуда тепловых колебаний атомов решетки ζ достигает определенной доли от величины параметра решетки a , причем $\frac{\zeta_{cr}}{a} = \text{const}$ для всех материалов, температур и давлений. Исходя из этого условия, можно установить, что:

$T_m \sim \Phi$, или

$$T_m(z) = \frac{\Phi(z)}{\Phi(z_1)} T_m(z_1).$$

Задавая T_m при некоторой глубине z_1 , можно рассчитать $T_m(z)$ для любого z .

На рис. 6.8 представлены адиабата и кривая плавления для мантии и ядра. Ниже подошвы литосферы $T \approx T_m$, то есть астеносфера является частично подплавленным слоем. В нижней

мантии ход температуры с глубиной будет зависеть от принимаемой модели конвекции.

6.2.3. Температура в ядре Земли

Внешнее ядро Земли находится в жидком состоянии, и, следовательно, кривая температуры там расположена выше кривой плавления. Это связано с тем, что на границе ядро—мантия происходит скачек вещественного состава, и, соответственно, скачек (понижение) температуры плавления. Кроме того, температурный градиент в ядре не может быть значительно выше адиабатического. Выражение (6.5) для адиабатического градиента соответствует гидростатически равновесному распределению плотности. Если реальный градиент температуры выше адиабатического, то в нижних слоях происходит дополнительное (по отношению к равновесному) тепловое расширение материала вследствие дополнительного сверхадиабатического его разогрева. Тепловое расширение вызывает соответствующее уменьшение плотности. Следовательно, сверхадиабатический градиент отвечает неустойчивому распределению плотности, когда менее плотное вещество оказывается ниже более плотного. В жидкости такая ситуация не может реализоваться: под действием архимедовой силы более легкое (менее плотное) вещество будет всплывать, а более тяжелое будет тонуть, то есть возникнет конвекция. При этом будет происходить интенсивный теплообмен за счет переноса тепла массами, участвующими в конвекции: на больших глубинах температура будет уменьшаться, на меньших — увеличиваться. Конвекция будет существовать до тех пор, пока не установится равновесный адиабатический градиент температур. Таким образом, градиент в жидкости не может значительно превышать адиабатический, как только такое превышение возникнет, оно будет «уничтожено» (погашено) конвективным теплопереносом.

Для жидкости (6.5) имеет решение:

$$\frac{T^3}{\rho v_p^3} = \text{const}, \quad (6.6)$$

что позволяет легко рассчитать адиабатическое распределение температур в ядре, если известна температура в какой-нибудь точке.

По современным представлениям внутреннее ядро образовалось в результате кристаллизации вещества внешнего ядра. Т.к.

внутреннее ядро твердое, то температура в нем ниже температуры плавления. Пересечение кривой температуры и кривой плавления маркирует границу внутреннего ядра. Во внутреннем ядре железо кристаллизуется в ϵ -фазе, в которой атомы железа образуют гексагональную плотноупакованную решетку (ГПР).

Опираясь на уравнение состояния железа при высоких давлениях, можно оценить температуру на границе внутреннего ядра около 5000 °С. Это позволяет рассчитать для ядра $T(z)$ согласно (6.6).

Приложение физики твердого тела к веществу ядра позволяет рассчитать (опираясь на сейсмологические данные) кривую плавления. Интересно, что эта кривая практически совпадает с адиабатическим распределением температур, что позволяет принять ее в качестве температурного распределения в ядре.

6.2.4. Обобщение результатов

Достаточно разумной сводкой изменений температуры в различных зонах Земли служат данные, собранные в таблице 6.4 (Schubert et al., 2001, Жарков, 2003) и схематически представленные на рис. 6.8.

Таблица 6.4. Оценки значений температуры в ядре и мантии.

Область	Изменение температуры ΔT , К	Температура T , К
Поверхность		273
Литосфера	1300 ± 100	
Основание литосферы		1600 ± 100
Адиабата в верхней мантии	150 ± 20	
Переход «оливин-шпинель»	90 ± 30	
Сейсмическая граница на глубине 410 км		1800 ± 200
Адиабата в переходной зоне мантии	120 ± 30	
Переход «шпинель-перовскит»	-70 ± 30	2000 ± 250
Тепловой погранслои в переходной зоне	500 ± 500	
Основание переходной зоны	-	1900—2900
Адиабата в нижней мантии	700 ± 200	
Тепловой погранслои в зоне D''	800 ± 700	
Граница ядро–мантия		3900 ± 600
Адиабата во внешнем ядре	1000 ± 400	
Граница внешнее–внутреннее ядро		4900 ± 900
Центр Земли		5000 ± 1000

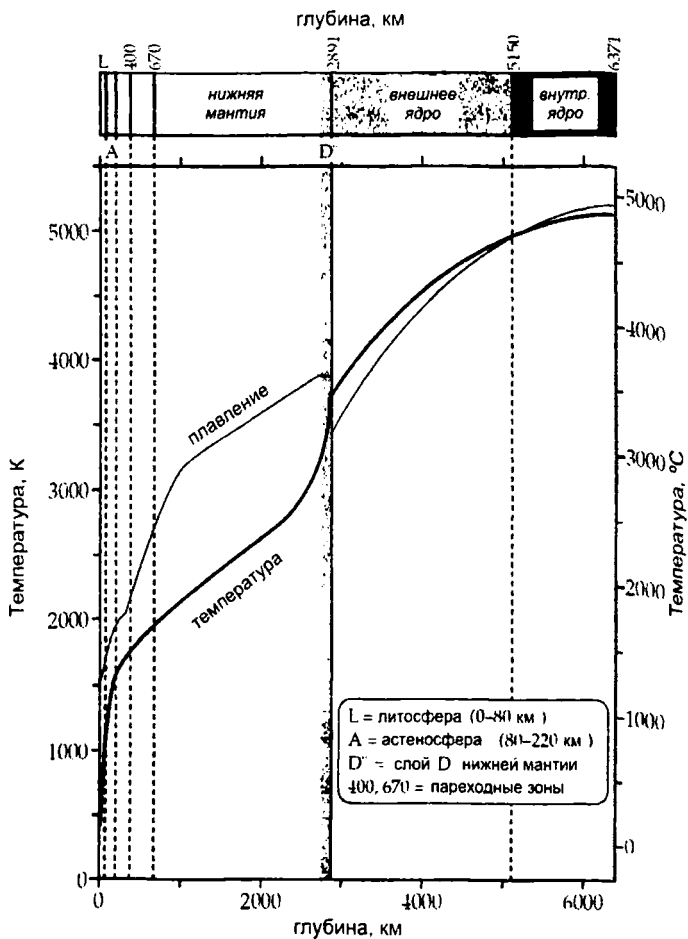


Рис. 6.8. Оценка изменения температуры и температуры плавления в Земле. по (Stacey, 1992).

6.4. Источники тепловой энергии Земли

В этом разделе будут оценены вклады различных источников энергии в тепловой баланс Земли, и температуру ΔT , на которую эта энергия могла бы разогреть Землю, исходя из соотношения:

$$E = c M_E \Delta T,$$

где $c = 1.26 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К) — средняя теплоёмкость Земли,
 $M_E = 6 \cdot 10^{24}$ кг — масса Земли.

6.4.1. Энергия Солнца

Оценим температуру, до которой Солнце нагревает поверхность Земли, находящуюся на среднем расстоянии от Солнца. Температура определяется балансом получаемой от Солнца энергии и излучением с поверхности Земли.

Тело радиуса r получает от Солнца энергию в единицу времени:

$$W^+ = \varepsilon \pi r^2, \quad \varepsilon = 12.6 \cdot 10^5 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) \text{ — солнечная постоянная.}$$

Нагретое до температуры T тело излучает энергию

$$W^- = 4\pi r^2 \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) — постоянная Стефана-Больцмана.

Из условия $W^+ = W^-$ находим

$$T_0 = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon}{4\sigma}} = 276 \text{ К} = 3 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Благодаря наличию атмосферы, пропускающей коротковолновое излучение Солнца и поглощающей длинноволновое излучение Земли (парниковый эффект), равновесная температура поверхности Земли оказывается несколько выше:

$$T_0 = (10\text{—}15) \text{ }^\circ\text{C}.$$

Подчеркнем, что температура поверхности Земли обусловлена главным образом энергией Солнца и влиянием атмосферы Земли.

6.4.2. Радиогенное тепло

Энергия радиоактивных превращений имеет в энергетике Земли, по-видимому, доминирующее значение.

Для того чтобы оценить генерацию тепла за счет распада радиоактивных элементов, необходимо знать их распределение в Земле. Такой информации в настоящее время не имеется. При оценках обычно отождествляют вещество Земли с веществом метеоритов (рассматривая последнее как исходное, протопланетное вещество). Оболочке Земли приписывают выделение радиогенного тепла, характерное для хондритов; ядру — характерное для железных метеоритов.

Современную теплогенерацию в рамках такой модели оценивают в

$$W_c = 2.3 \cdot 10^{20} \text{ кал/год} \sim 10^{21} \text{ Дж/год.}$$

Это тепло обеспечивает поток

$$q_c = 1.52 \text{ етп,}$$

что совпадает с современными потерями тепла (с тепловым потоком Земли). Таким образом, по этим оценкам современная радиогенная генерация тепла покрывает современные потери тепла.

В прошлом радиогенная теплогенерация была выше, поскольку концентрация радиоактивных элементов изменяется по закону:

$$W = W_0 e^{-\lambda t},$$

где W_0 — теплогенерация в начале истории Земли, $\lambda^{-1} \sim 2.6$ млрд. лет.

W_0 можно рассчитать как $W_0 = W_c e^{\lambda \tau}$, где $\tau = 4.6$ млрд. лет — возраст Земли. На основании времен полураспада основных элементов можно оценить, что $W_0 = (5-6) W_c$

Обычно используют следующие оценки тепловыделения для метеоритов:

Хондриты $R \sim 4 \cdot 10^{-15} \text{ кал/см}^3 \cdot \text{с} \approx 1.7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^3.$

Железные метеориты $R \sim 3 \cdot 10^{-18} \text{ кал/см}^3 \cdot \text{с} \approx 1.3 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^3.$

Основными радиоактивными долгоживущими источниками являются уран, калий и торий. Данные по тепловыделению U и K представлены в таблицах 1.1 и 6.3. Для Th период полураспада 13.9 млрд. лет, теплогенерация $2.7 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/кг}$. Данные по периоду полураспада некоторых короткоживущих элементов приведены в таблице 6.5.

Полная теплогенерация за всю историю Земли составляет:

$$E_r = \int_0^{\tau} W_0 e^{-\lambda t} dt \approx 3W_c \tau \sim 3.1 \cdot 10^{30} \text{ кал} = 1.3 \cdot 10^{31} \text{ Дж.}$$

Эта энергия могла бы разогреть Землю на температуру $\Delta T \approx 1700 \text{ }^\circ\text{C}$

Таблица 6.5. Период полураспада некоторых короткоживущих элементов

Элемент	Период полураспада $T_{1/2}$, млрд. лет
Al ²⁶	0.73
Cl ³⁶	0.3
Fe ⁶⁰	0.3

Описанный метод оценки радиогенного тепла является весьма грубым. Нет аргументированных оснований считать, что современные метеориты, возникшие в поясе между Марсом и Юпитером и прошедшие долгий и сложный путь развития, правильно отражают содержание радиоактивных элементов в оболочках Земли.

Существуют также оценки (например, Сорохтин, Ушаков, 2002), согласно которым радиогенный источник имеет значительно меньшее значение в энергетике Земли $E_r = 0.43 \cdot 10^{31}$ Дж.

6.4.3. Гравитационная энергия

Гравитационная энергия E_g — потенциальная энергия притяжения элементов (элементарных масс) среды. Она равна:

$$E_g = -\frac{1}{2} \int_V U \rho dV,$$

где U — гравитационный потенциал, ρ — плотность. За ноль принята энергия точек, удаленных на бесконечность.

Для однородной сферы радиуса R_E и массы M потенциал на расстоянии r от центра: $U = 2\pi G \rho \left(R_E^2 - \frac{r^2}{3} \right)$, и для энергии

получаем

$$E_g = \frac{3}{5} G \frac{M^2}{R_E} \sim 2.25 \cdot 10^{39} \text{ эрг} = 2.25 \cdot 10^{32} \text{ Дж.}$$

Однако не вся эта энергия идет на разогрев. При формировании Земли из протопланетного газо-полевого облака, примерно 20 % этой энергии переходит в потенциальную энергию упругого сжатия Земли.

Оставшейся энергии хватило бы, чтобы разогреть Землю на $\Delta T \sim 30000^\circ\text{C}$ и испарить её. В действительности эта энергия выделяется не мгновенно, а в течение времени формирования Земли ~ 100 млн. лет. Кроме того, выделившаяся энергия в значительной мере уносится тепловым излучением с ее поверхности в процессе сжатия.

Остальная энергия распределяется между нагревом Земли при падении на нее образовавших ее частиц и разогревом при адиабатическом сжатии. В рамках космогонической гипотезы

О.Ю.Шмидта нагрев за счет энергии падающих мелких частиц составляет $E \sim 0.3 \cdot 10^{31}$ Дж ($\Delta T \sim 400$ °С), адиабатический разогрев дает $E \sim 0.7 \cdot 10^{31}$ Дж ($\Delta T \sim 900$ °С). По Витязеву, добавочный разогрев $E \sim 0.76 \cdot 10^{31}$ Дж возможен за счет соударения частиц различных размеров, что даёт $\Delta T \sim 1000$ °С. Альтернативой добавочному разогреву по Витязеву может быть учет вклада короткоживущих радиоактивных элементов (см., например, Болт, 1984).

Заметим, что полученные оценки принципиально зависят от используемой космогонической концепции образования Земли.

6.4.4. Энергия дифференциации по плотности

Сразу после образования Землю можно считать однородной. Затем в результате плотностной дифференциации Земля приходит в состояние с меньшей потенциальной энергией. Выделяющаяся при этом энергия равна:

$$E_d = \left(-\frac{1}{2} \int W \rho dV \right)_{\text{hom}} - \left(-\frac{1}{2} \int W \rho dV \right)_{\text{inhom}} \sim 2 \cdot 10^{31} \text{ Дж.}$$

Эта энергия могла бы разогреть Землю на температуру $\Delta T \sim 2700$ °С. Однако если Земля прошла через жидкую стадию, то это тепло в значительной степени было бы вынесено конвекцией. С другой стороны, если ядро Земли не металлическое, а силикатное, образовавшееся в результате фазового перехода (гипотеза Рамсея-Лодочникова), то вся энергия E_d ушла бы на образование жидкой силикатной фазы. Таким образом, вклад этого фактора в фактический разогрев Земли не определен.

6.4.5. Энергия приливного трения

Энергия приливного взаимодействия E_t черпается из энергии вращения Земли, замедляя тем самым ее вращение. Оценки дают:

$$dE_t/dt \sim 1.2 \cdot 10^{12} \text{ кал/с} = 1.6 \cdot 10^{20} \text{ Дж/год.}$$

Эта энергия расходуется на разогрев Земли (вязкая диссипация в недрах), на увеличение энергии обращения Луны (примерно 1/28 часть dE_t/dt), часть ее диссипируется в морях и океанах. Какая доля энергии диссипируется океаническими приливами (и, следовательно, не дает вклада в тепло Земли) строго оценить трудно. Обычно считают, что это примерно 1/3.

Таким образом, в тепло переходит порядка 10^{20} Дж/год, что обеспечивает тепловой поток $q \sim 0.2$ етп, что составляет 14 % современного теплового потока. В прошлом, когда Луна была гораздо ближе к Земле, вклад этого источника был значительно выше.

Современные оценки дают для энергии приливных деформаций $E_t \sim 0.3 \cdot 10^{31}$ Дж.

Отметим, что если приливная диссипация сосредоточена в относительно узком слое с пониженной вязкостью (например, в астеносфере) то температура этого слоя может значительно увеличиться за счет приливной энергии.

6.3.6. Энергия землетрясений

Энергия землетрясений E_{eq} является вторичной энергией, она черпается из энергии тектонических процессов, которые в свою очередь обусловлены тепловой энергетикой Земли. Вклад этого вида энергии в общий энергетический баланс Земли незначителен. Современные оценки дают интенсивность выделения сейсмической энергии $dE_{eq}/dt \sim 10^{18} - 10^{19}$ Дж/год.

6.3.7. Общий баланс

Подведем итог полученным оценкам различных источников тепловой энергии (таблица 6.6). Для наглядности энергию будем выражать в градусах.

Отметим, что на разных стадиях развития Земли вклад указанных источников менялся.

Таблица 6.6. Оценка общего баланса энергии.

Поступление	$\Delta T, ^\circ\text{C}$
Энергия падающих частиц	400 (по Шмидту) (+ 1000, по Витязеву)
Адиабатическое сжатие	900
Радиоактивные источники	1700
Всего	3000 (4000)
Рассеивание.	
Тепловой поток	600
Итого	2400 (3400)

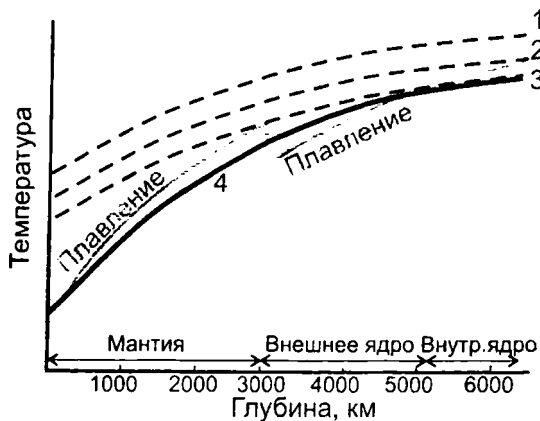


Рис. 6.9. Тепловая эволюция Земли в гипотезе «горячего» происхождения. 1—4 — последовательные положения адиабаты по данной модели эволюции Земли. Пояснения в тексте.

6.5. Термическая история Земли

Существуют две основные гипотезы происхождения Земли, которые предполагают ее различную тепловую историю. Это так называемые гипотезы «горячего» и «холодного» происхождения (Магницкий, 2006).

6.5.1. Гипотеза «горячего» происхождения

Если Земля в своей истории проходила стадию полного расплавления, то ее эволюцию после этого описывает гипотеза «горячего» происхождения. Эта гипотеза определяет две фазы (рис. 6.9).

Фаза 1. Расплавленная Земля дифференцировалась на кору, мантию и железное ядро. В результате конвективного теплообмена в жидкой Земле установилась адиабатическая температура (кривая 1).

Дальнейшее быстрое (в результате конвекции в жидкости) остывание ведет к «опусканию» адиабаты. Т.к. адиабатический градиент меньше градиента кривой плавления, адиабата «встретится» с кривой плавления в центре Земли (кривая 2). С этого момента начнется кристаллизация внутреннего ядра. Поскольку кривая плавления на границе ядра и мантии имеет скачок, то адиабата «коснется» кривой плавления на этой глубине до того, как произойдет полная кристаллизация ядра. Когда адиабата достигнет положения 3, начинается кристаллизация мантии. В результате этого будет прекращен конвективный вынос тепла из внешнего ядра, его

охлаждение практически прекратится, и оно останется жидким. Фаза I заканчивается при достижении адиабатой положения 4.

Фаза 2. Дальнейшая история Земли обусловлена теплопроводностью (остывание) и генерацией тепла радиоактивными источниками (разогрев). При этом начальное распределение температуры соответствует кривой плавления.

Эта фаза описывается уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{R(z,t)}{\rho c}, \quad (6.7)$$

с начальными $T_{\text{осм}}(z, 0) = T(z)$ и граничными условиями $T_{\text{осм}}(0, t) = 0^\circ\text{C}$. Здесь принято $\chi = \text{const}$.

Если не учитывать вклад источников ($R = 0$) и рассматривать только остывание, то справедливо уравнение:

$$\frac{\partial T_{\text{ост}}}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T_{\text{ост}}}{\partial z^2} \quad (6.8)$$

Решение (6.8) для Земли впервые было получено Кельвином:

$$T_{\text{ост}} = T_o \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{z}{2h^*}} e^{-z^2} d\zeta,$$

где $h^* = \sqrt{\chi t}$ — характерная глубина остывания за время t . Оценки дают для $h^* \sim 900$ км при $t \sim 4.5$ млрд. лет.

Градиент температуры у поверхности согласно (6.8) равен:

$$\left(\frac{\partial T_{\text{ост}}}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{T_o}{h^* \sqrt{\pi}} = \frac{T_o}{\sqrt{\pi \chi t}}$$

Кельвин взял современное значение поверхностного теплового потока $\left(\frac{\partial T_{\text{ост}}}{\partial z} \right)_{z=0} = 20^\circ/\text{км}$ и получил отсюда возраст Земли

$t \sim 100$ млн. лет. Такая ошибка связана с тем, что Кельвин не знал о существовании радиоактивных источников энергии.

Уравнение (6.7) также может быть проинтегрировано, если задано $R(z, t)$.

6.5.2. Гипотеза «холодного» происхождения

Вторая (исторически) версия термической истории Земли — образование Земли из холодного (~ 300 К) протопланетного газопылевого облака с последующим сжатием, разогревом в центре и остыванием у поверхности. Эта гипотеза описывается уравнением теплопроводности в сферических координатах. Пренебрегая латеральными неоднородностями (то есть зависимостью от φ и θ), можно записать:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\chi(r) r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right] + R(r, t) \quad (6.9)$$

Если предполагается, что радиоактивные источники не испытывали радиального перераспределения, то

$$R(r, t) = \sum_n R_n(r) e^{-\lambda_n t}$$

индекс n обозначает различные радиоактивные элементы.

Если допускается перераспределение источников, то

$$R(r, t) = \sum_n R_n(r, t) e^{-\lambda_n t},$$

где $R_n(r, t)$ должна быть задана из модели перераспределения.

В качестве начальных принимают температуры, обусловленные разогревом за счет энергий падающих частиц и адиабатического сжатия ($T_0 \sim 1000^\circ\text{C}$).

Кроме $R(r, t)$ необходимо знать $\chi(r)$. Физика твердого тела дает значительный минимум температуропроводности при $z \sim 100$ км.

Этот минимум «запирает» тепло Земли. Решения (6.9) дают качественно различные результаты при различных (но разумных) предположениях $R(r, t)$ и $\chi(r)$. В некоторых из них получается полное расплавление Земли, в некоторых — нет.

Для суждения о действительной эволюции Земли у нас сейчас не хватает данных; можно рассматривать только качественные схемы.

6.6. Природа основных границ в Земле

6.6.1. Граница ядра и мантии

Совокупность основных геофизических данных о нижней мантии и ядре Земли позволяет выделить следующие свойства границы перехода от мантии к ядру:

1. Значительное увеличение плотности (~ 70 %).
2. Значительное уменьшение скорости Р-волн, падение до 0 скорости S-волн.
3. Переход вещества в жидкое состояние.
4. Резкое увеличение проводимости.

Последнее обстоятельство говорит о том, что внешнее ядро обладает металлическими свойствами. Металлическое жидкое внешнее ядро Земли обеспечивает, в частности, генерацию магнитного поля Земли. Из тяжелых металлов только железо в металлической фазе составляет значительную часть метеоритов. Поэтому первая гипотеза о природе Земли сводилась к тому, что внешнее ядро состоит из расплавленного железа, мантия — из силикатов в твердой фазе, и граница мантия—ядро является химической границей.

В настоящее время экспериментально получена зависимость плотности железа от давления в диапазоне до нескольких мегабар.

Пересчет давления в глубины позволяет, тем самым, сравнить распределение плотности железного ядра с реальным распределением. Сравнение показывает, что кривая плотности для железа идет значительно выше, чем кривые плотности в моделях Земли. Сейсмическая функция для железа также не согласуется с модельной. Выход из этого противоречия сторонники гипотезы железного ядра видят в добавлении к железу тех или иных легких элементов. Наиболее подходящими являются Si и S. Плотность сплава железа с этими элементами согласуется с модельными распределениями плотности.

Гипотеза железного ядра сталкивается с трудностями при сопоставлении Земли с другими планетами Солнечной системы. Дело в том, что средняя плотность планет земной группы — Земли, Марса и Венеры, а также Луны (приведенная к одинаковому давлению) — тем больше, чем больше радиус планеты. (Меркурий составляет исключение).

Это означает, что чем крупнее планета, тем выше в ней доля тяжелых элементов (железа). В рамках гипотезы происхождения Солнечной системы из единого газопылевого облака остается неясным такое неравномерное распределение тяжелых элементов по различным планетам.

Гипотеза, объясняющая зависимость средней плотности от размера планеты, была выдвинута Лодочниковым (1939) и Рамзеем

(1949). Согласно этой гипотезе Земля химически однородна, а граница между мантией и ядром обусловлена фазовым переходом силикатного вещества мантии в более плотную жидкую металлическую фазу.

Фазовый переход имеет место при определенном давлении (и температуре), то есть на вполне определенной глубине (примерно 2900 км для Земли). Следовательно, чем больше радиус планеты, тем большую ее часть занимает тяжелое (плотное) ядро и, значит, тем больше ее средняя плотность.

Если в соответствии с гипотезой Рамзеев-Лодочникова считать, что планеты земной группы, сформировавшись из единого газопылевого облака, остались химически однородными, то распределение в них плотности, давления и температуры должны определяться единой зависимостью — уравнением состояния вещества планет:

$$P = P(V, T).$$

Поскольку давление и температура в случае гидростатического равновесия зависят только от радиуса и $V = \pi r^3$, уравнение состояния можно переписать как:

$$\rho = \rho(p, T) = \rho(r).$$

Если теперь использовать полученную для Земли зависимость $\rho = \rho(r)$ для расчета масс других планет земной группы, то оказывается, что для достижения согласия расчетных и реальных значений нужно увеличить «земную» плотность ρ_0 на: 5 % для Венеры, 8 % для Марса, 0 % для Луны. Поскольку точность оценки ρ_0 для Земли находится в этих же пределах, предположение о единстве уравнения состояния для планет земной группы можно считать справедливым.

Нанеся на кривую $\rho = \rho(r)$ (то есть на кривую состояния) глубины, на которых давление в Земле равно давлению в центрах планет, обнаружим, что условия для образования ядра с металлическими свойствами (то есть условия для соответствующего фазового перехода) реализованы помимо Земли только для Венеры. По современным представлениям наличие жидкого проводящего ядра является необходимым условием генерации магнитного поля (см. главу о магнитном поле). Следовательно, отсутствие ядра у Марса (в рамках гипотезы Рамзеев-Лодочникова) означает отсутствие у него магнитного поля. Действительно, по современным данным, величина магнитного диполя у Марса в 100 раз меньше, чем у Земли.

Основным аргументом против гипотезы Рамзея-Лодочникова является отсутствие ее экспериментального подтверждения: в лаборатории не удается получить необходимого уплотнения силикатов. Нужно, однако, учесть, что лабораторное нагружение вещества до нескольких Мбар является ударным, то есть действует очень короткое время (10^{-6} — 10^{-7} с), что не соответствует условиям Земли. Теоретические соображения и лабораторные данные по некоторым материалам, испытывающим похожие фазовые переходы при меньших давлениях, свидетельствуют о том, что длительность нагружения может иметь принципиальное значение, и результаты по ударному нагружению могут качественно отличаться от результатов при статических нагрузках.

6.6.2. Граница Мохоровичича

Возможны два объяснения природы границы Мохоровичича:

1. Различный состав вещества коры и мантии Земли. В этом случае граница Мохоровичича имеет химическую природу, а кора выделилась из мантии в процессе эволюции Земли.

2. Различное состояние вещества мантии. В этом случае граница Мохоровичича фазовая, обусловленная фазовым переходом при p - T условиях на соответствующих глубинах.

Возможна и смешанная ситуация для каких-то регионов и типов коры граница Мохоровичича химическая, для каких-то — фазовая.

Данные о скоростях сейсмических волн под границей Мохоровичича и мантийные ксенолиты позволяют допустить два предположения о составе мантии: либо она состоит из основных пород эклогитовой группы, либо — из ультраосновных пород группы перидотитов (более близких по составу к хондритовым метеоритам). Заметим, что установленные в верхней мантии горизонтальные неоднородности допускают предположения о вариации ее состава в диапазоне от перидотитов до эклогита.

Земная кора у своего подножья сложена основными породами типа габбро. Т.е. если мантия имеет эклогитовый состав, то граница Мохоровичича — фазовая (поскольку базальт и эклогит химически идентичны и различаются только по минералогическому составу). Если же мантия имеет перидотитовый состав, то граница Мохоровичича — химическая.

Для прояснения границы Мохоровичича можно воспользоваться эмпирической зависимостью Берча (5.10) скорости упругих волн от

плотности, которая использовалась при построении моделей Земли (см. гл.5):

$$v_p = a\rho + b, \quad (6.10)$$

где $b = b(m)$, m — средний атомный вес вещества.

Для давления 10 кбар, что соответствует подошве континентальной коры $a = 3.31$ (v_p — в км/с, ρ — в г/см³),

Из (6.10) следует, что изменение скорости Р-волн при переходе от коры к мантии имеет вид:

$$\delta v_p = \left(\frac{\partial v}{\partial \rho} \right)_m \delta \rho_\varphi + \left(\frac{\partial v}{\partial m} \right)_\rho \delta m,$$

$\delta \rho_\varphi$ — изменение плотности при фазовом переходе; δm — изменение среднего атомного веса при изменении химического состава

вещества. Производные $\left(\frac{\partial v}{\partial \rho} \right)_m$ и $\left(\frac{\partial v}{\partial m} \right)_\rho$ могут быть получены из

эксперимента:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial \rho} \right)_m = 3.31, \quad \left(\frac{\partial v}{\partial m} \right)_\rho = -0.79.$$

Если граница Мохоровичича — чисто фазовая, то $\delta m = 0$ и $\delta v_p = 3.31 \delta \rho_\varphi$. При переходе от габбро к эглогиту $\delta \rho_\varphi \sim 0.4—0.5$.

Следовательно

$$\delta v_p \approx (1.3—1.8) \text{ км/с.}$$

Таблица 6.6. Изменения скорости сейсмических волн на границе Мохо.

Граница Мохо	δv_p , км/с	Δv_M , км/с
Фазовая	1.3—1.8	1.4 — молодая тектоника
Химическая	0.9	1 — щиты и платформы

Для континентальных щитов и платформ скачок скорости Р-волн на границе Мохо обычно $\Delta v_M \leq 1$ км/с. Значения $\Delta v_M \sim 1.4$ встречаются только в областях молодой тектоники.

Если граница Мохоровичича — химическая граница между базальтовой корой и перидотитовой мантией, то

$$\delta m = -1.1 \text{ и } \delta v_p \sim 0.9 \text{ км/с.}$$

Это значение согласуется с Δv_M для щитов и платформ, но мало для областей молодой тектонической активности. Результаты обобщены в таблице 6.6.

Таким образом, на континентах, для *щитов и платформ* граница Мохоровичича *химическая*, в областях *молодой тектоники* может быть *фазовой*.

Для океанической коры описанный подход неприемлем, так как при давлениях, характерных для глубин 10—15 км, на зависимость $v(r)$ существенное влияние оказывает пористость пород.

Анализ известных для горных пород фазовых переходов свидетельствует, что при давлениях, отвечающих границе Мохоровичича под океанами, никакие фазовые переходы с требуемыми параметрами невозможны, то есть под океанами граница Мохоровичича, по-видимому, химическая.

Возможны фазовые переходы на глубинах 50—60 км. Эти переходы могут обуславливать скачки скоростей упругих волн на 0.2—0.3 км/с, то есть соответствующие сейсмические границы будут слабыми.

6.5.3. Переходная зона в мантии

Особенность годографа (петли) на эпицентральных расстояниях около 20° (см. рис. 4.33) обусловлена двумя слоями с аномально высокими градиентами скорости, которые в современных моделях заменяют границами на глубинах около 410 км и 660 км.

Первая зона (410 км), как было рассмотрено выше, обусловлена фазовыми превращениями

оливин \rightarrow шпинель

в диапазоне давлений 135—147 кбар с выделением тепла (экзотермический переход).

Для второй зоны (660 км) рассматривается несколько вариантов, наиболее вероятным считается следующий переход:

Mg_2SiO_4 (шпинель) \rightarrow $MgSiO_3$ (структура перовскита) + MgO

в диапазоне давлений 220—240 кбар и сопровождается увеличением координационного числа кремния с 4 до 6 (рис. 6.11), переход является эндотермическим.

Оба перехода сопровождаются увеличением плотности. Однако если для перехода «оливин \rightarrow шпинель» кривая Клапейрона имеет положительный градиент (см. рис. 6.5), то для перехода «шпинель \rightarrow перовскит» — отрицательный (рис. 6.10).

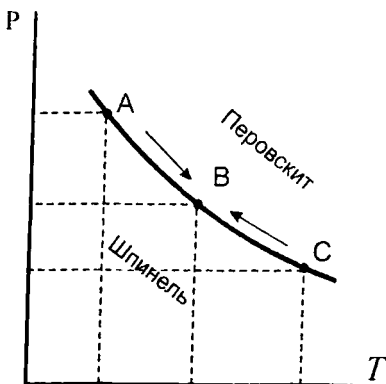


Рис. 6.10. Кривая Клайперона-Клаузиуса для перехода «шпинель → перовскит».

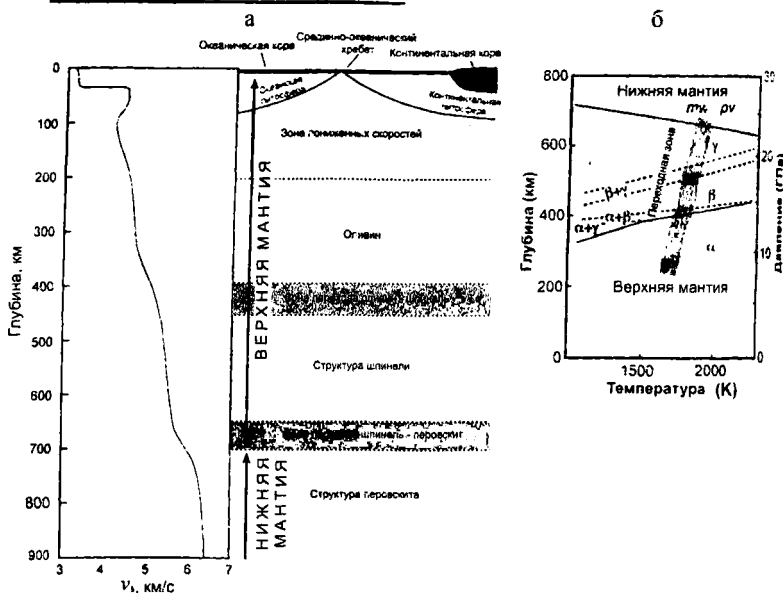


Рис. 6.11. Схема важнейших фазовых изменений в мантии. (а) Профиль скорости S-волн в сопоставлении с фазами и переходами оливина (по McKenzie, 1983); (б) Фазовые преобразования для оливина: оливин (α) через вадслеит (β) и рингвудит (γ) в перовскит (pv) и магнезиовүстит (mv). С зонами переходов соотносятся основные сейсмические границы на глубинах 410, 520 и 660 км. Темно-серым показана адиабата в верхней мантии с температурой 1500—1600 К.

7. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЗЕМЛИ²

Магнитное поле (МП) Земли играет важную роль в жизни нашей планеты: регулирует в основном солнечно-земные взаимодействия, его силовые линии защищают поверхность Земли от проникновения частиц высокой энергии из космоса (см. рис. 7.1).

Предметом *геомагнетизма* является установление и теоретическое объяснение особенностей структуры и динамики магнитного поля Земли (геомагнитного поля), а их также использования для изучения внутреннего строения Земли и верхней атмосферы (магнитосферы).

7.1. Современное магнитное поле Земли

7.1.1. Элементы магнитного поля Земли

Магнитное поле Земли варьируется в пространстве (в том числе на поверхности Земли) и изменяется во времени. На рис. 7.1 представлен общий вид магнитного поля Земли в космическом пространстве (магнитосфера).

Характеристикой магнитного поля Земли является его *напряженность* T — момент силы, действующий со стороны поля на единичный магнит. Напряженность магнитного поля является векторной величиной. Магнитное поле изображается силовыми линиями, касательные к которым в каждой точке указывают направление вектора напряженности поля. Плотность силовых линий — количество силовых линий, пересекающих единичную площадь, перпендикулярную направлению силовых линий, — равна величине напряженности поля.

Элементами земного магнитного поля называются составляющие вектора напряженности в локальной системе координат, в которой ось z направлена вертикально вниз, ось x направлена на географический север, ось y — на восток, оси x и y лежат в горизонтальной плоскости, касающейся поверхности Земли (рис. 7.2).

Проекция вектора на горизонтальную плоскость называется

² Раздел написан совместно с В.Н.Вадковским.

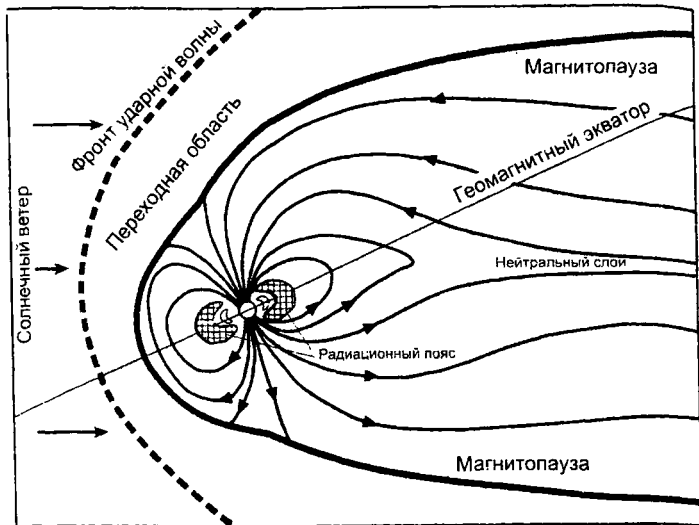


Рис. 7.1. Магнитосфера Земли.

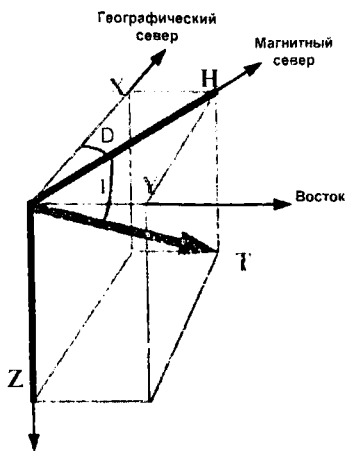


Рис. 7.2. Элементы земного магнитного поля.

горизонтальной составляющей (H), проекция на ось z — вертикальной составляющей (Z) полного вектора T . В свою очередь проекции горизонтальной составляющей на оси x и y называются северной (X) и восточной составляющей (Y), соответственно. Исторически сложилось так, что для ориентации вектора

напряженности в пространстве использовались углы: угол между вектором напряженности T и его горизонтальной составляющей H называется *наклоном* (I — *inclination*), а угол между направлением горизонтальной составляющей H и направлением на географической север — *склоном* (D — *declination*). Комбинации этих элементов полностью определяют вектор T : X, Y, Z — в декартовой; Z, H, D — в цилиндрической; T, D, I — в сферической системах координат.

Эти элементы поля связаны между собой соотношениями:

$$X = T \cos I \cos D$$

$$Y = T \cos I \sin D$$

$$Z = T \sin I$$

$$H = \sqrt{X^2 + Y^2} = T \cos I \quad (7.1)$$

$$\operatorname{tg} D = Y / X$$

$$\operatorname{tg} I = Z / H$$

$$T = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$$

7.1.2. Напряженность поля и магнитная индукция. Системы единиц в геомагнетизме

Вплоть до 1980 г. геофизическая литература использовала в основном систему СГСМ, для которой основные единицы были грамм (г), сантиметр (см), секунда (с), а электрические и магнитные единицы описываются с помощью механических единиц. В последнее время международные комитеты рекомендуют применять международную систему СИ, в которой основными единицами являются метр (м), килограмм (кг), секунда (с), и ампер (А). В системе СГСМ основные соотношения и уравнения электромагнетизма имеют более простой вид, поскольку в СГСМ равны 1 электрическая постоянная ϵ_0 и магнитная постоянная μ_0 , а также отсутствует множитель 4π .

Поскольку в геомагнетизме в настоящее время используются обе системы, приведем здесь базовые соотношения для СГСМ и СИ, а также таблицу единиц и количественных соотношений между ними (таблица 7.1).

В силу эквивалентности магнитного поля тока и постоянного магнита, в качестве эталонного принято магнитное поле постоянного

Таблица 7.1. Соотношения единиц в системах СИ и СГС.

Величина		СИ	СГСМ	Соотношение
Напряженность	T	1 А/м	1 Э	$1 \text{ А/м} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ Э}$
Магнитная индукция	B	$1 \text{ Тл} = 1 \text{ Гн} \cdot \text{А/м}^2 = 1 \text{ кг}/(\text{А} \cdot \text{с}^2)$	1 Гс	$1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс}$
Намагниченность	J	1 А/м	1 ед. СГСМ/см ³	$1 \text{ А/м} = 10^{-3} \text{ ед. СГСМ/см}^3$
Магнитный момент	M	1 А·м ²	1 ед. СГСМ	$1 \text{ А} \cdot \text{м}^2 = 10^3 \text{ ед. СГСМ}$
Магнитный поток	Φ	$1 \text{ Вб} = 1 \text{ Гн} \cdot \text{А} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м}^2/(\text{А} \cdot \text{с}^2)$	1 Мкс	$1 \text{ Вб} = 10^8 \text{ Мкс}$
Магнитная проницаемость вакуума	μ_0	$1 \text{ Гн/м} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{А} \cdot \text{с}^2)$	1 ед. СГСМ	$1 \text{ Гн/м} = 10^7/4\pi \text{ СГСМ}$

тока силой в 1 Ампер, текущего в бесконечно длинном прямом проводнике, на расстоянии 1 метр от него (в вакууме). Каждому замкнутому току I , охватывающему площадку S , соответствует магнитный момент, эквивалентный моменту диполя:

$$M = ISn,$$

где n — нормаль к поверхности витка. Единицей измерения напряженности T поля в системе СИ является 1 Ампер/метр (А/м), в системе СГСМ единицей напряженности поля служит Эрстед (Э).

$$1 \text{ Э} = 79.58 \text{ А/м}.$$

Напряженность T характеризует поле, созданное в вакууме. В веществе поле характеризуют индукцией B . Величины магнитного поля T и индукции B связаны соотношением

$$B = \mu\mu_0 T, \tag{7.2}$$

где μ — магнитная проницаемость вещества. В системе СГСМ проницаемость вакуума μ_0 является безразмерной величиной и равна единице. Поэтому в системе СГСМ в вакууме $B = T$, в веществе $B = \mu T$.

Магнитная проницаемость вакуума (магнитная постоянная) μ_0 в системе единиц СИ равна $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$. Поэтому в системе СИ в вакууме $B = \mu_0 T$, и соответственно размерность напряженности поля

и индукции различны. Единицей магнитной индукции B в системе СГСМ является 1 Гаусс ($1 \text{ Гс} = 1 \text{ Э}$), в СИ — 1 Тесла, $1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс}$.

Соотношение для B и T в веществе (7.2) записывается также в виде

$$B = \mu\mu_0 T = (1 + \chi)\mu_0 T, \quad (7.3)$$

где χ — магнитная восприимчивость, или

$$B = \mu_0(T + J), \quad (7.4)$$

где J — намагниченность, $J = \chi T$. Для вакуума $\chi = 0$ и $J = 0$.

Поскольку измерения магнитного поля Земли проводятся в воздухе, а не в вакууме, правильнее говорить об индукции. Напряженность (индукция) магнитного поля Земли различна в различных точках на поверхности Земли: около геомагнитных полюсов она составляет около $6.6 \cdot 10^{-5}$ Тл, на магнитном экваторе — около $2.5 \cdot 10^{-5}$ Тл. Величина 10^{-9} Тл называется 1 нТл (наноТесла) и часто используется в геомагнитных измерениях как внесистемная единица измерения поля $1 \gamma = 10^{-5} \text{ Э} = 10^{-9} \text{ Тл} = 1 \text{ нТл}$.

7.1.3. Методы измерения магнитного поля Земли

Наиболее древним и самым распространенным до сих пор прибором является *компас*. Компас был изобретен в Китае в I в. н.э., а в Европе получил распространение для нужд морской навигации начиная с XII в. Направление оси магнитной стрелки отклоняется от направления на географический север на угол, равный склонению (D) в данной точке. Такой прибор называется *деклинометр*. Магнитное склонение и его зависимость от положения на поверхности Земли открыто Колумбом во время плавания к берегам Америки.

Магнитная стрелка, укрепленная так, что она может вращаться вокруг горизонтальной оси (в вертикальной плоскости магнитного меридиана) измеряет угол наклона I . Такой прибор называется *инклинومتر*.

Для измерения величины поля в настоящее время используются следующие типы приборов:

Феррозондовые, основанные на измерении потока, пронизывающего две тонкие пластинки пермаллоя (магнитомягкого сплава железа и никеля); индукционный ток разбалансировки двух обмоток провода вокруг пластинок пропорционален величине внешнего поля. Чувствительность — порядка 10γ .

Протонные, основанные на измерении частоты прецессии спинового магнитного момента протонов (обычно в протонсодержащих жидкостях — вода: спирт и т. п.), которая пропорциональна величине внешнего магнитного поля. Чувствительность — порядка 1 γ.

Оптические, основанные на эффекте расщепления спектральных линий некоторых газов в магнитном поле. Величина сдвига пропорциональна величине поля. Чувствительность — порядка 0.01—0.1 γ.

SQUID (superconducting quantum interference device) — сверхпроводящий квантовый интерферометр. Принцип действия основан на том, что сила тока, проходящего через контакт металл — изолятор — металл при низких температурах, при которых металл является сверхпроводником (контакты Джозефсона), зависит от величины внешнего магнитного поля. Чувствительность — 10^{12} Тл = 0.001 γ.

Эти приборы предназначены для измерений элементов магнитного поля Земли, как в магнитных обсерваториях, так и при проведении магнитных съемок. В настоящее время на Земле работает около 170 обсерваторий, расположенных, в основном, на континентах и на островах мирового океана. С вопросами измерений и регистрации элементов современного магнитного поля Земли, включая спутниковые измерения, можно ознакомиться на сайте Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН (ИЗМИРАН) <http://www.izmiran.rssi.ru>.

Наземные, аэро- и морские магнитные съемки осуществляются с помощью протонных магнитометров, на искусственных спутниках Земли устанавливаются квантовые магнитометры.

7.1.4. Представление магнитного поля Земли

Магнитное поле Земли измеряется регулярно в ограниченном числе точек на ее поверхности. Для целей навигации и при проведении других работ, например магнитной съемки на ограниченной территории, требуется знать магнитное поле, хотя его измерение на этой территории не проводилось. Еще в XVI веке были изготовлены первые карты элементов поля в виде изолиний их значений. Карты строились ручным способом: по весьма ограниченному количеству пунктов измерений, интерполируя значения на те области, где измерений не было. Вид этих карт навел

Гильберта (1600 г.) на мысль, что магнитное поле на поверхности Земли в целом похоже на поле диполя, помещенного в центре Земли. Эта гипотеза позволила получать хотя бы грубое представление о направлении поля в любой точке Земли. Строгое решение задачи аналитического представления магнитного поля Земли в любой точке по ограниченному количеству пунктов измерений дал К.Ф. Гаусс в XIX веке (1839). Гаусс для описания магнитного поля ввел функцию U , такую, что ее пространственные производные есть элементы магнитного поля:

$$\mathbf{B} = -\text{grad } U. \quad (7.5)$$

Эта функция носит название *магнитного потенциала* и вне источника удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\Delta U = 0. \quad (7.6)$$

Обратите внимание, что магнитное поле является не потенциальным, а вихревым, однако понятие магнитного потенциала весьма успешно используется для его математического описания вне источника поля. Решение уравнения (7.6) в сферической системе координат ищется в виде (см. гл.3)

$$U(r, \theta, \lambda) = Y(r)\Theta(\theta)\Lambda(\lambda),$$

где $Y(r)$ — функция, зависящая только от расстояния r до центра Земли, $\Theta(\theta)$ — функция только широты θ (или от полярного угла $\theta = 90 - \varphi$), $\Lambda(\lambda)$ — функция только долготы λ . Разложения магнитного поля по сферическим функциям имеет вид:

$$U(r, \theta, \lambda) = a \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \left(g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda\right) \cdot P_n^m(\cos \theta), \quad (7.7)$$

где a — радиус Земли, $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенные полиномы Лежандра.

Измерив в некотором количестве пунктов элементы геомагнитного поля, можно определить коэффициенты g_n^m и h_n^m (их называют коэффициентами Гаусса) с точностью, которая определяется точностью измерения, количеством и плотностью точек измерения. Аналитические модели МП представляют собой набор рассчитанных по измеренным значениям поля коэффициентов сферического гармонического анализа g_n^m и h_n^m , позволяющих рассчитать значение элементов поля в любой точке Земного шара.

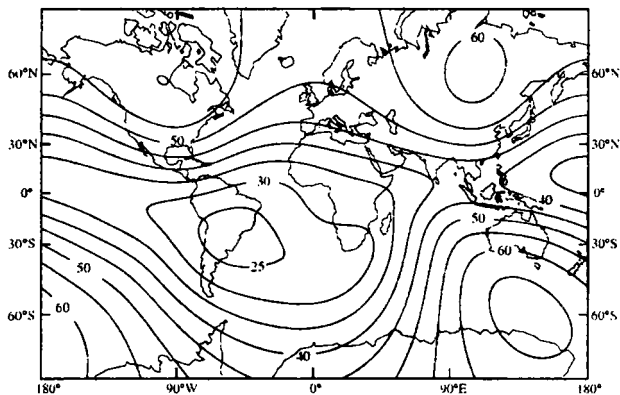


Рис. 7.3.
Полная
напряженность
магнитного
поля Земли для
эпохи 2000 г.
Изолинии T
проведены
через 5 мкТл,
по
www.ngdc.noaa.gov/geomag/

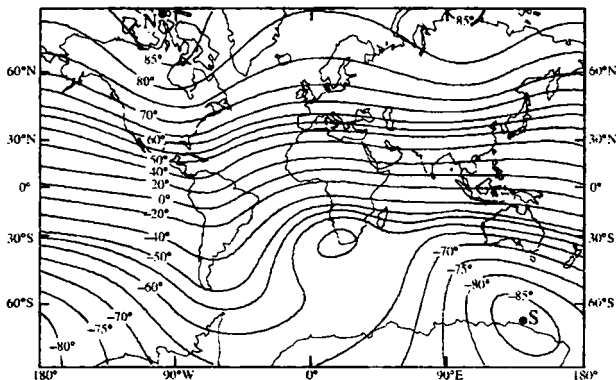


Рис. 7.4.
Магнитное
наклонение
для эпохи
1980 г. По
(Merrill,
McElhinny,
1983).

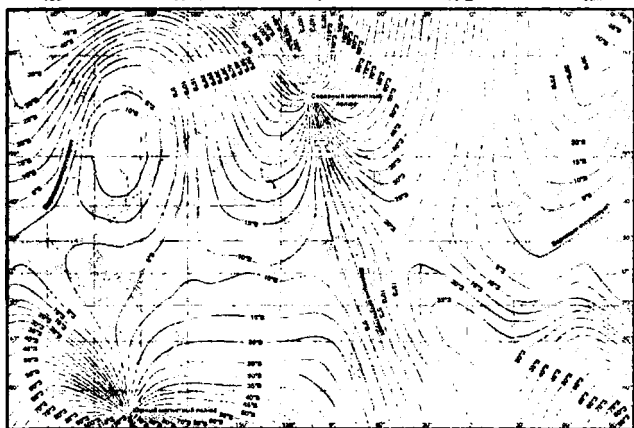


Рис. 7.5.
Магнитное
склонение,
по
www.ngdc.noaa.gov/geomag/

Магнитное поле Земли представляется в виде карт изолиний (линий равных значений) элементов поля (рис. 7.3—7.5), рассчитанных по аналитическим моделям — наборам коэффициентов Гаусса на определенный момент времени. Изолинии склонения называются *изогонами*, изолинии наклонения — *изоклинами*.

Магнитное поле Земли медленно меняется со временем, поэтому карты строились каждые пять лет. Медленные изменения магнитного поля Земли во времени названы вековым ходом (см. ниже).

Сейчас принята модель IGRF-10 (International Geomagnetic Reference Field) с учетом векового хода, без учета внешних источников. С этой моделью можно познакомиться на сайте <http://modelweb.gsfc.nasa.gov>. Используя эту модель можно рассчитать значения всех элементов геомагнитного поля в любой точке земного шара в любой момент времени от 1900 до 2010 года.

7.1.5. Основные параметры МП планет

Таблица 7.2. Основные характеристики магнитного поля планет.

Небесное тело	Радиус ядра, км	Магнитная индукция B , нТл	Магнитный момент M , А·м ²	Наклон магнитной оси к оси вращения, гр.	Магнитный полюс, расположенный в сев. полушарии
Меркурий	1800	350	$5 \cdot 10^{19}$	10 — 20	N
Венера	3000	3	$7 \cdot 10^{20}$	-	-
Земля	3460	$50 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^{22}$	11.5	S
Луна	350	1	$5 \cdot 10^{17}$	-	-
Марс	1500	30 — 60	$2 \cdot 10^{19}$	12	S
Юпитер	54000	$420 \cdot 10^3$	$1.4 \cdot 10^{27}$	9.5	N
Сатурн	27000	$20 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{25}$	1	N
Уран	Проволящ.о болочки на расстоянии $0.55 R$ от центра	$13 \cdot 10^3$	-	59	-
Нептун	-	$6.5 \cdot 10^3$	-	47	-
Плутон	-	-	-	-	-

Магнитные поля широко распространены во Вселенной. Магнитное поле имеют звезды (в том числе Солнце), облака плазмы. Магнитные поля обнаружены у всех планет, кроме Плутона (возможно, из-за слабой изученности) и Луны. Основные характеристики магнитного поля планет приведены в таблице 7.2:

7.2. Главное и аномальное поле

Наблюдаемое на поверхности Земли МП обычно представляют в виде суммы трёх полей, источники которых имеют различные физические механизмы и различное местоположение:

$$T = T_m + T_{an} + T_{cm}.$$

Основное, или *главное*, геомагнитное поле T_m генерируется в ядре Земли. Электромагнитное поле T_{cm} имеет источник в верхних слоях атмосферы: это токовые системы и системы взаимодействия солнечного ветра (потока частиц от Солнца) с силовыми линиями геомагнитного поля в околоземном пространстве (см. рис. 7.1). Существует также поле, создаваемое намагниченными горными породами, расположенными в земной коре. Это поле называется *аномальным* геомагнитным полем T_{an} .

Введенное Гауссом представление геомагнитного поля позволило установить, что лишь незначительная часть поля создается вне Земли (токами в ионосфере), а основная часть генерируется внутри Земли.

Вклад главного поля составляет более 95 %, аномального поля около 4 %, внешнего (ЭМ) поля — менее 1 %.

7.2.1. Дипольное приближение магнитного поля Земли

В. Гильберт (трактат «О магните, магнитных телах и о большом магните — Земле», 1600 г.) был первым, кто представил магнитное поле Земли как поле диполя, расположенного внутри Земли. Гаусс доказал это математически, определив, что основной вклад в земное магнитное поле составляет поле диполя, размещенного вблизи центра Земли (рис. 7.6).

Тот факт, что магнитное поле Земли является в основном дипольным, позволяет определять магнитную широту в любой точке Земли, в которой измерена величина наклона (I). Магнитный потенциал точечного диполя (то есть такого, размер которого мал по сравнению с расстоянием до точки наблюдения) в системе координат, связанной с осью диполя, равен:

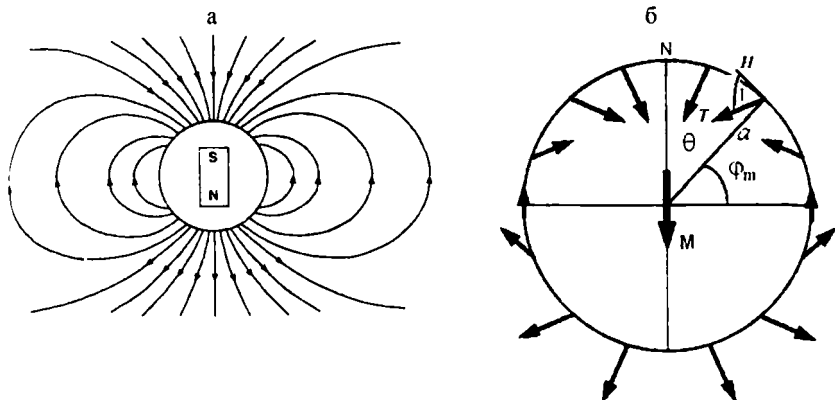


Рис. 7.6. Поле магнитного диполя. (а) Силовые линии поля, создаваемого точечным диполем, ось которого совпадает с осью вращения Земли. (б) Поле точечного диполя на поверхности сферы.

$$U = \frac{M}{r^2} \cos \theta, \quad (7.8)$$

где M — магнитный момент диполя, r — радиус-вектор, соединяющий центр диполя и данную точку, θ — угол между осью диполя и направлением к данной точке, $\theta = 90^\circ - \varphi_m$.

Производные магнитного потенциала $-\frac{\partial U}{\partial r}$ и $-\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta}$ есть составляющие поля в направлениях вдоль радиус-вектора и перпендикулярно ему, то есть вертикальная и горизонтальная составляющие поля:

$$Z = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{2M}{r^3} \cos \theta, \quad (7.9)$$

$$H = -\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} = \frac{M}{r^3} \sin \theta, \quad (7.10)$$

откуда:

$$\frac{Z}{H} = 2 \operatorname{ctg} \theta. \quad (7.11)$$

С другой стороны, $\operatorname{tg} I = Z/H$, так что:

$$\operatorname{tg} I = 2 \operatorname{ctg} \theta, \text{ или } \operatorname{tg} I = 2 \operatorname{tg} \varphi_m, \quad (7.12)$$

где $\varphi_m = 90^\circ - \theta$ — угол, называемый *магнитной широтой*, который отсчитывается от магнитного экватора, где $Z = 0$.

На рисунке 7.6а, где показаны силовые линии дипольного поля, хорошо видно, что силовые линии пересекают поверхность земного шара под разными углами — на полюсах под углом 90° , на экваторе силовые линии параллельны поверхности Земли.

Согласно приведенным соотношениям, напряженность поля (например, вертикальная составляющая) убывает с удалением от центра диполя как $1/r^3$, что проверялось еще в XIX веке при подъеме на воздушных шарах и измерениями в глубоких шахтах. В наше время это подтверждается многочисленными измерениями на искусственных спутниках Земли, снабженных магнитометрами.

7.2.2. Наклоненный эксцентрический диполь

Приведенные выше простые соотношения применимы для случая диполя, ось которого совпадает с осью вращения Земли. Для описания МП Земли лучшее приближение даёт наклоненный диполь (рис. 7.7). При этом используют следующую терминологию.

Геомагнитный полюс — условная точка, в которой ось диполя пересекает поверхность Земли. *Геомагнитный экватор* — линия, на которой дипольное поле горизонтально (пересечение плоскости, перпендикулярной оси диполя, с поверхностью Земли). В настоящее время ось диполя, аппроксимирующего магнитное поле Земли, отклонена от оси ее вращения на 11.5° , так что ось диполя пересекает поверхность Земли в канадской Арктике (северный геомагнитный полюс) в точке с координатами 78.8° с.ш. и 70.9° з.д. и в противоположной точке в Антарктиде. Центр диполя несколько смещен относительно центра Земли (на ≈ 490 км) в сторону Индонезии. Такой диполь называют *эксцентрическим*, а точка, в которую он помещается — *магнитным центром* Земли. Магнитный центр Земли не является неподвижным: с 1830 по 1970 он удалился от центра Земли на северо-запад с расстояния $0.04 R_E$ до $0.07 R_E$.

Магнитный полюс (истинный) — точка на поверхности Земли, где магнитное поле направлено вертикально, то есть $H = 0, I = \pm 90^\circ$. координаты северного магнитного полюса 75° с.ш., 100° в.д. *Магнитный экватор* — линия, на которой магнитное поле горизонтально, то есть $Z = 0, I = 0$.

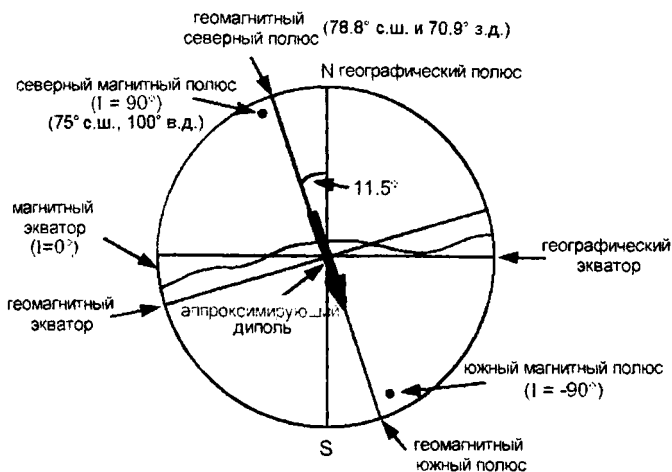


Рис. 7.7. Аппроксимация геомагнитного поля полем диполя.

Потенциал дипольного поля *наклоненного* диполя:

$$U = \frac{a^3}{r^2} \left[g_1^0 \cos \theta + (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \sin \theta \right], \quad (7.13)$$

где $g_1^0 = \frac{M}{a^3} \cos \Theta$, $g_1^1 = \frac{M}{a^3} \sin \Theta \cos \Lambda$, $h_1^1 = \frac{M}{a^3} \sin \Theta \sin \Lambda$,

$\Theta = 90^\circ - \Phi$, Λ, Φ — географические долгота и широта геомагнитного полюса, θ — полярный угол (географический).

Поскольку магнитное поле Земли аппроксимируется центральным диполем с круговой симметрией по отношению к оси этого диполя, то это позволяет по магнитному склонению D и магнитному наклонению I , измеренным в любой точке поверхности земного шара, определить географические координаты — широту и долготу положения геомагнитного полюса ((7.8)-(7.12),(7.13)).

7.2.3. Недипольное поле

Сферический гармонический анализ показал, что главное геомагнитное поле состоит из дипольной части ($>80\%$), определяемой по (7.8), и недипольной части. Недипольное поле называют также остаточным полем. Описание главного поля с помощью сферического анализа будет тем точнее, чем больше *мультиполей*, расположенных в центре Земли, более высокого

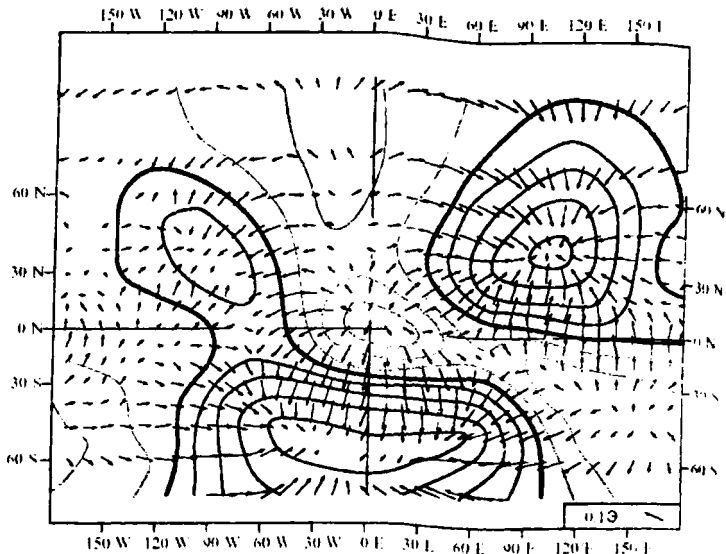


Рис. 7.8. Недипольное геомагнитное поле для эпохи 1945 г. (т.н. «тихо клоуна»). Стрелки — горизонтальная компонента недипольного поля. Контурь соединяют точки с одинаковой величиной вертикальной компоненты недипольного поля, жирные линии — 0, тонкие черные линии — положительные значения (направление вниз), серые — отрицательные (направление вверх), линии проведены через 0.02 Э, по (Bullard et al. 1950).

порядка будет учтено, то есть чем больше взято членов разложения в (7.7).

Недипольная составляющая может быть определена вычитанием дипольного поля из наблюдаемого геомагнитного. Недипольное геомагнитное поле для эпохи 1945 г. представлено на рис. 7.8.

7.2.4. Вариации геомагнитного поля

Наблюдения элементов МП Земли, производящиеся в различных точках поверхности, показывают, что они не остаются постоянными во времени. Эти изменения называют *вариациями* геомагнитного поля.

Вариации в зависимости от их периода можно разделить на два принципиально различных типа: *быстротечные* периодического характера (от долей секунды до нескольких месяцев) и медленные

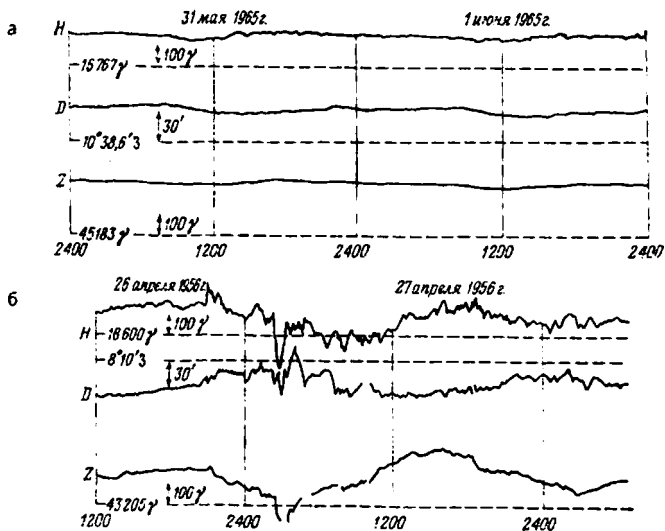


Рис. 7.9. Записи короткопериодных вариаций горизонтальной составляющей H , склонения D и вертикальной составляющей Z геомагнитного поля, по (Bullard, 1967). (а) спокойный день, (б) магнитная буря.

вариации среднегодовых элементов. Последние называются *вековыми* ввиду большой длительности их периодов. Исследования обоих типов вариаций показали, что они различаются не только по величинам периодов, но и по происхождению.

Вариации магнитного поля с периодами меньше года вызваны процессами, протекающими вне твердой Земли. Такие токи известны под названием *теллурических*. Типичный образец записи суточных вариаций приведен на рис. 7.9а.

Источники одного вида быстротечных вариаций находится в верхних слоях атмосферы (см. рис. 7.1): это токовые системы и системы взаимодействия солнечного ветра (потока частиц от Солнца) с силовыми линиями геомагнитного поля в околоземном пространстве (электромагнитное поле T_{em}). Другим видом короткопериодных вариаций геомагнитного поля являются *магнитные бури*. Они возникают при возбуждении сильных токов в ионосфере потоком частиц, излучаемых при солнечных вспышках. Запись магнитной бури показана на рис. 7.9б. Ниже будет

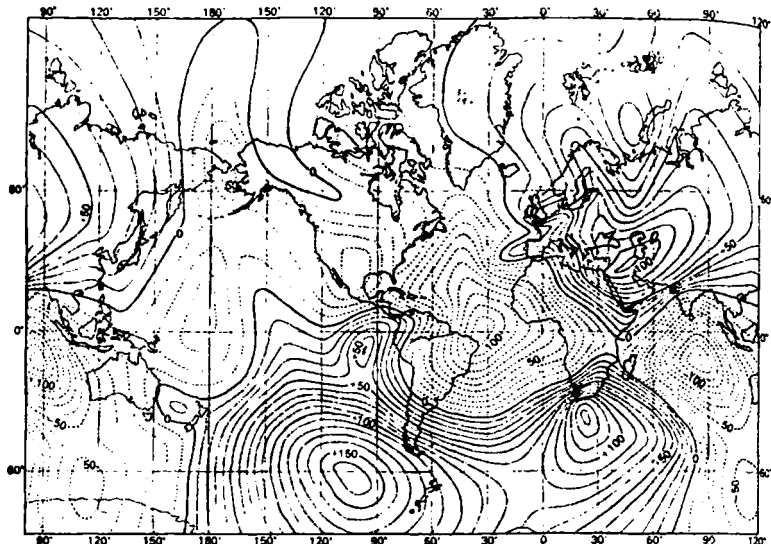


Рис. 7.10. Карта изопор, показывающая вековые изменения вертикальной составляющей Z магнитного поля (изолинии — в $\gamma/\text{год}$) для эпохи 1942 г. (по Стейси. 1972).

рассмотрено применение измерения быстротечных вариаций для изучения электропроводности Земли. По порядку величины быстротечных вариации, даже самые сильные — магнитные бури, — не превосходят первых сотен γ .

Источники вековых вариаций расположены в ядре Земли, там же, где генерируется *главное*, геомагнитное поле T_m .

Карты, показывающие вековые изменения одного из элементов поля для данной эпохи называются картами *изопор* (рис. 7.10). На карте видны центры, где вековые вариации особенно велики (*фокусы* изопор). Происхождение фокусов связано главным образом с изменениями недипольного поля (сопоставьте с рис. 7.8).

Выявлены вековые вариации дипольной части поля с характерным временем порядка 8000—10000 тыс. лет. В последние несколько сотен лет происходит уменьшение дипольного магнитного момента. Кроме того, для вековых вариаций выделяют периоды 60, 300, 600, 1800, 3000 лет.

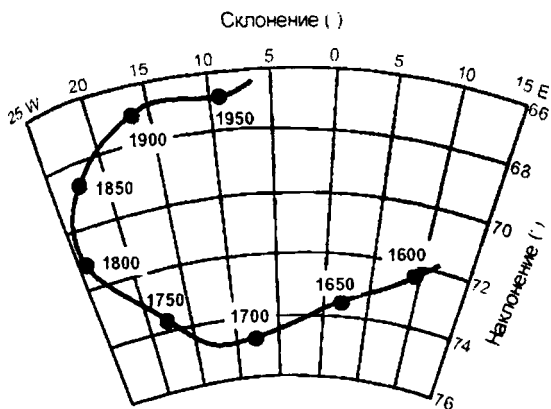


Рис. 7.11. Вековые вариации склонения и наклонения по данным наблюдения в Гринвичской обсерватории с 1600 г., по (Malin, Bullard, 1981).

Даже за время исторических наблюдений геомагнитного поля замечены существенные изменения его направления. Рис. 7.11 показывает исторические записи направления геомагнитного поля в Лондоне с момента начала его надежной регистрации, которая была начата незадолго до 1600 г. нашей эры. Диапазон изменений наклонения: от 66° до 75° ; склонения: от -25° до $+10^\circ$, так что изменения направления действительно существенны. Магнитные поля широко распространены во Вселенной. Магнитное поле имеют звезды (в том числе Солнце), облака плазмы. Магнитные поля обнаружены у всех планет, кроме Плутона (возможно, из-за слабой изученности) и Луны. Основные характеристики магнитного поля планет приведены в таблице 7.2:

Вековые вариации имеют сходство в пределах континентов. Например, образец вариации, наблюдаемой в Париже, подобен вариации в Лондоне. Однако на разных континентах вариации могут различаться довольно значительно. Этот факт отражает, вероятно, размер источников недипольного геомагнитного поля в пределах ядра Земли.

Вековые вариации магнитного поля приводят к изменению положения геомагнитных полюсов (рис. 7.12).

Характерную особенность имеет недипольная часть главного поля: она дрейфует с течением времени на запад. Это явление, называемое *западным дрейфом* МП, было замечено ещё в XVII в.,

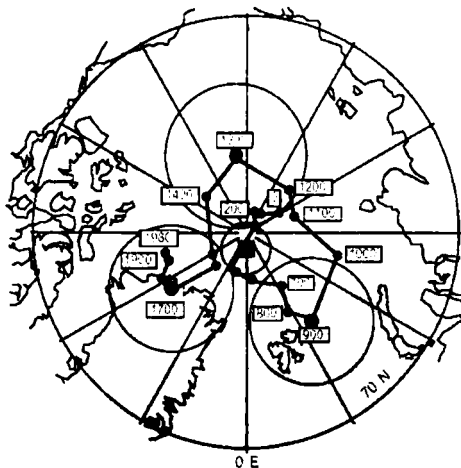


Рис. 7.12. Положение северного геомагнитного полюса за последние 2000 лет. Каждая точка данных — средний геомагнитный полюс за 100-летний интервал; числа указывают дату в годах нашей эры; круги возле геомагнитных полюсов в 900, 1300 и 1700 гг. нашей эры являются кругами доверия ($\alpha = 95\%$). Среднее положение полюса в течение всех 2000 лет показано зачерненным квадратом, серым показан круг доверия ($\alpha = 95\%$), по (Merrill, McElhinny, 1983).

однако только в середине XX в. удалось установить скорость западного дрейфа — она составляет около $0.2^\circ/\text{год}$.

Предполагается, что физическим механизмом западного дрейфа является более высокая скорость вращения мантии Земли по сравнению с внешним ядром.

7.2.5 Аномальное МП

Выше упоминалось, что аномальное магнитное поле создается намагниченными горными породами, которые расположены в верхних слоях литосферы.

Связь индукции B и напряженности T в веществе записывается в виде (7.3), (7.4)

$$B = \mu\mu_0 T = (1 + \chi)\mu_0 T,$$

$$\text{или } B = \mu_0(T + J),$$

где J — намагниченность, $J = \chi T$. χ — магнитная восприимчивость.

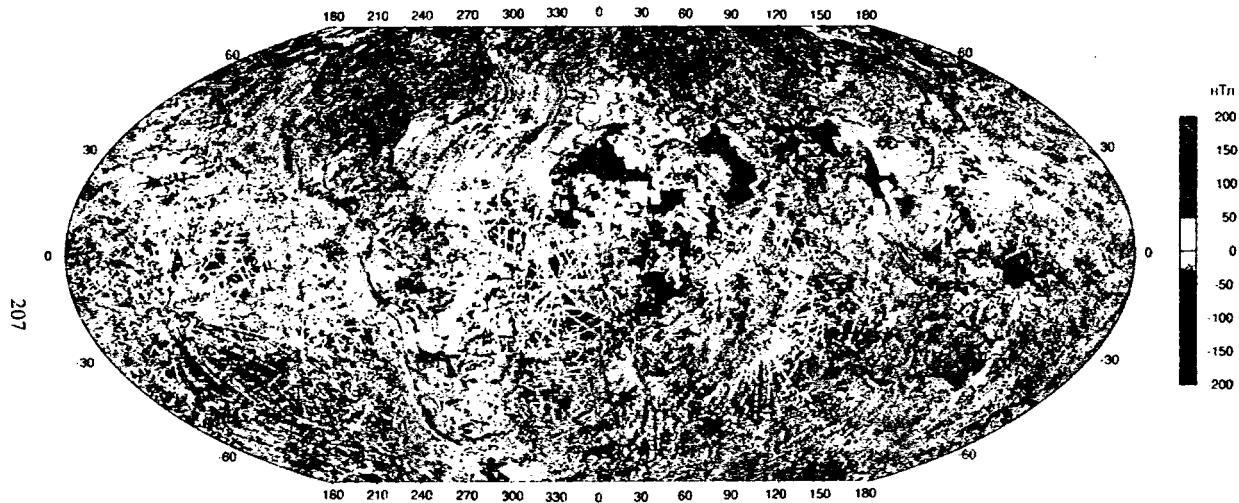


Рис. 7.13. Магнитные аномалии Земли по данным US National Geophysical Data Center(NGDC), по (Maus et al, 2007).

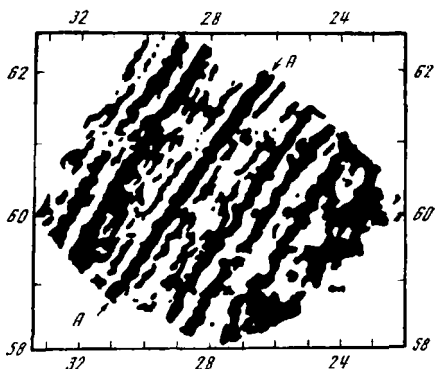


Рис. 7.14. Карта аномалий магнитного поля в районе подводного хребта Рейкьянес в Северной Атлантике. по (Heirtzler et al., 1968). Положительные аномалии обозначены черным; AA — нулевая аномалия рифтовой зоны.

Горные породы, расположенные в верхних слоях литосферы, обладают собственной остаточной намагниченностью, которая может быть достаточно велика из-за присутствия ферромагнитных материалов, наиболее магнитным из которых является магнетит (Fe_3O_4). Породы создают собственное магнитное поле, или поле *магнитных аномалий*.

Магнитные аномалии выявляются в ходе проведения магнитной съёмки. На континентах проводится наземная съёмка. На океанах магнитная съёмка со специальных немагнитных кораблей. Кроме того, широко применяется аэро- и космо-съёмка (спутник MAGSAT). Установлено, что аномальное МП континентов и океанов носит различный характер (рис. 7.13, 7.14). Аномалии в Северной Атлантике представлены на второй странице обложки.

Аномальное МП континентов имеет сложный вид. Региональные аномалии — например, Курская, — простираются на больших территориях и связаны с наличием крупных структур, сложенных породами и железными рудами с высокими магнитными свойствами. Находясь в магнитном поле Земли, они намагнитились и создали добавочное аномальное поле, превышающее нормальное поле в отдельных местах в 2—4 раза.

Локальные аномалии обусловлены разной намагниченностью геологических структур или залежей руд. Принципиальным открытием стало обнаружение *отрицательных* магнитных аномалий, количество которых оказалось сравнимо с количеством положительных. За положительные принято считать те, для которых Z и H совпадают с соответствующей составляющей нормального поля, а отрицательные — те, для которых они противоположны по

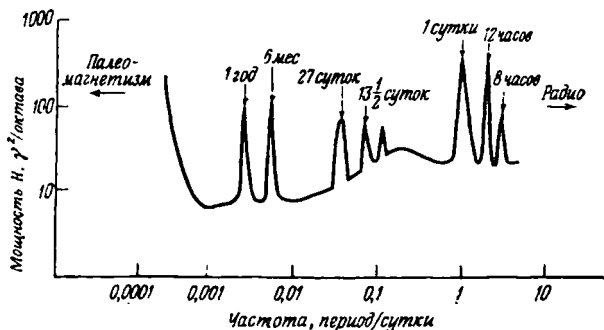


Рис. 7.15. Спектр коротковолновых вариаций магнитного поля, по (Bullard, 1967).

направлению. В северном полушарии и на территории России преобладают положительные аномалии.

Для океанов характерны линейные магнитные аномалии — вытянутые вдоль срединных океанских хребтов (рис. 7.14). Их происхождение обсудим ниже.

7.3. Электропроводность Земли

7.3.1. Методика исследования электропроводности

Короткопериодные вариации (рис. 7.9) земного магнитного поля с периодами от нескольких секунд до нескольких лет позволяют исследовать электропроводность внутренних слоев Земли до глубины порядка 1000 км. Спектр вековых вариаций дает некоторую информацию об электропроводности нижней мантии.

Выше отмечалось, что короткопериодные вариации вызваны процессами, протекающими вне твердой Земли. Однако эти вариации содержат также вторичную компоненту внутриземного происхождения, связанную с токами, индуцированными в коре и мантии. Такие токи известны под названием *теллурических*. Среди короткопериодных вариаций наиболее отчетливо выражены вариации преобладающего суточного периода. Кроме того, на спектре отчетливо выделяется и гармоники более коротких периодов — 12, 8 часов и т. д. (рис. 7.15).

Предполагается, что суточные вариации возникают при взаимодействии главного магнитного поля Земли и проводящих слоев ионосферы. Ионосферные слои поднимаются и опускаются

под действием солнечных и лунных приливных сил. При этом проводящие слои пересекают магнитные силовые линии земного поля, и структура замкнутых контуров горизонтальных токов в ионосфере перестраивается. Солнечную и лунную компоненты вариаций магнитного поля можно разделить спектральным анализом достаточно длинного ряда наблюдений.

Спектральный анализ записей магнитных бурь позволяет выделить гармоники с периодами до нескольких суток, с периодом 27 суток, 6 месяцев, 1 год. Существуют также отчетливо выраженные короткопериодные вариации с периодами около часа — «бухты» и микропульсации продолжительностью всего несколько секунд.

Весь спектр магнитных процессов внеземного происхождения, охватывающий интервал периодов от нескольких секунд до года и более, может быть использован для исследования электропроводности Земли вплоть до глубин 1000—1500 км. При этом нет необходимости знать причины вариаций магнитного поля. Сила индуцированных токов зависит от распределения проводимости в Земле. Поэтому проводимость можно оценить по вариациям земного магнитного поля. Глубина проникновения теллурических токов зависит от периода вариаций: короткопериодные вариации распространяются до небольших глубин, вариации с большими периодами проникают глубже. Метод исследования зависит от возможности разделить при помощи гармонического анализа компонент поля внешнего и внутреннего происхождения. Определяя отношения амплитуд и разности фаз внешней и внутренней компонент вариаций разного периода, можно оценить электропроводность до глубины проникновения токов и построить приближенную кривую зависимости проводимости от глубины. Глубина такого разреза зависит от вариаций самого длинного периода, которые еще могут быть использованы для анализа.

7.3.2. Радиальное распределение электропроводности в Земле

В качестве характеристик электропроводности используют удельное сопротивление ρ и проводимость $\sigma = 1/\rho$.

Проводимость морской воды близка к $4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$; для воды, насыщающей осадочные породы, она изменяется в пределах $10^{-3} - 1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Проводимость сухих пород коры под осадочной толщей

10^{-6} — 10^{-3} Ом⁻¹ м⁻¹. Самые верхние слои Земли обладают плохой проводимостью, не считая проводящего слоя, образованного океанами и осадками.

Общее радиальное распределение проводимости до глубины 1000 км изучается следующим способом. Средние значения суточных вариаций в спокойные дни устанавливаются по записям вертикальной и горизонтальной составляющих магнитного поля на обсерваториях, образующих мировую магнитную сеть. Из этих записей каждой обсерватории с помощью анализа Фурье выделяются составляющие с периодами 24, 12, 8 и 6 ч. Последующее разложение по сферическим функциям результатов гармонического анализа для каждого периода и для всех обсерваторий позволяет разделить внешнюю и внутреннюю компоненты. Отсюда можно найти отношение их амплитуд и разность фаз.

Впервые такой анализ выполнил Чепмен. Он нашел по суточным вариациям, что отношение амплитуд внешней и внутренней составляющих равно 2.8, а разность фаз — 13°. Подобные можно анализировать вариации более длинных периодов, возникающих при магнитных бурях.

Сравнительно короткопериодные магнитные вариации внеземного происхождения распространяются, в общем, не глубже 1000 км. Для получения оценки порядка величины проводимости в нижней мантии можно использовать спектр вековых вариаций магнитного поля. Полагают, что вековые вариации вызваны изменениями магнитного поля у границы раздела мантии и ядра. Самые короткие вековые вариации, наблюдаемые на поверхности Земли, имеют период 4 года. Если предположить, что существуют вариации более короткого периода и что выходу их на поверхность препятствует относительно высокая проводимость нижней мантии, то оказывается возможным грубо оценить эту проводимость. При оценивании подобными методами проводимости для верхней мантии получаются значения от 10^{-2} до 10 Ом⁻¹·м⁻¹, для нижней мантии — от 10 до 1000 Ом⁻¹·м⁻¹.

Несколько иной способ был успешно использован для оценки электропроводности и а глубинах от 10 до 50 км. Речь идет о *магнитотеллурическом* методе. На станции продолжительное время записываются одна или обе компоненты горизонтальной составляющей магнитного поля. На той же станции измеряется

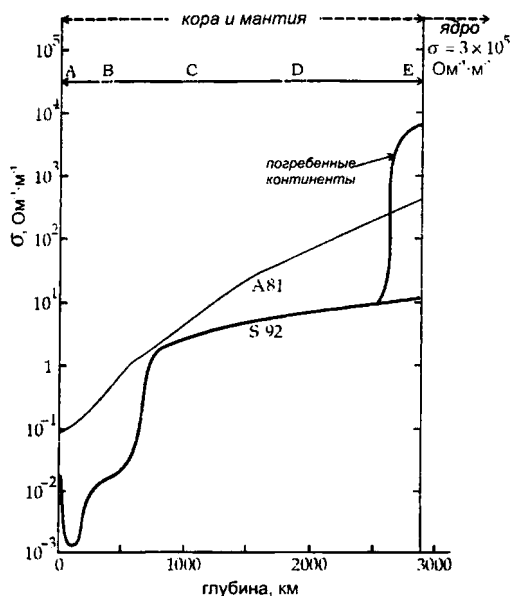


Рис. 7.16. Распределение проводимости в мантии. Данные на участке АВ получены по магнитотеллурическим измерениям, ВС — по суточным вариациям и магнитным бурям, CD — по 11-летнему циклу, DE — по вековым вариациям магнитного поля. А 81 — по (Achache et al., 1981), S 92 — по (Stacey, 1992).

компонента электрического поля, перпендикулярная компоненте магнитного поля. Для этого регистрируются разности потенциалов между двумя вбитыми в грунт электродами. Вариации электрического поля вызываются индуцированными токами.

Непосредственное измерение электрического поля позволяет разделить внешнюю и внутреннюю компоненты горизонтальной составляющей магнитного поля. При этом предполагается, что вариации поля однородны в области, размеры которой велики по сравнению с глубиной проникновения индуцированных токов. Предполагается также, что проводимость слоев является функцией только глубины. Отношения амплитуд электрического и магнитного полей были определены по записям вариаций с периодами от 20 до 1000 с. Интерпретация этих значений позволяет построить кривую проводимости для глубин от 10 до 100 км.

Результаты анализа для проводимости мантии представлены на рис. 7.16, а для удельного сопротивления в верхней мантии на рис. 7.17.

Обе зависимости указывают на чередование в верхней мантии слоев, обладающих большей и меньшей проводимостью

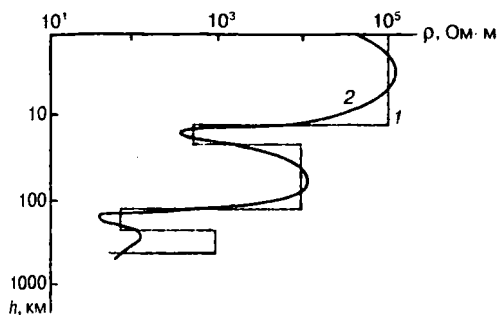


Рис. 7.17. Распределение удельного сопротивления в коре и верхней мантии для Балтийского щита по данным магнитотеллурического зондирования для (1) кусочно-непрерывной и (2) градиентной моделей, по (Ковтун, 1997).

(соответственно, меньшим и большим удельным сопротивлением). Слой пониженного удельного сопротивления в нижней части коры (на глубине около 15 км) сопоставляется с волноводом и слоем пониженной вязкости на этих глубинах (см. раздел о реологии литосферы). Слой пониженного удельного сопротивления ниже подошвы литосферы (на глубинах 150—200 км) часто сопоставляют с зоной пониженных скоростей сейсмических волн (ЗПС) и зоной пониженной вязкости — астеносферой, и называют «электрической» астеносферой.

Существуют также региональные вариации верхних слоев Земли, связанные, в частности, с возрастом литосферы и величиной теплового потока.

О проводимости земного ядра существуют только достаточно общие представления. Внешнее ядро характеризуется металлической проводимостью. Электропроводность внешнего ядра Земли определена по величине индуцированных токов при длинопериодных вариациях магнитного поля. По современным оценкам проводимость ядра имеет порядок

$$\sigma \sim 3 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1} = 3 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}.$$

7.4. Механизм генерации магнитного поля Земли

Для изучения магнитного поля Земли весьма важен вопрос: всегда ли магнитное поле Земли было дипольным? Для ответа на этот вопрос необходимо представлять, что является источником магнитного поля Земли.

7.4.1. Проблема источника геомагнитного поля

Магнитное поле может быть создано постоянным магнитом или электрическими токами.

Современные знания о внутреннем строении Земли позволяют утверждать, что в интервале глубин от 0 до 2892 км вещество находится в твердом парамагнитном состоянии и является диэлектриком (кора, верхняя и нижняя мантии), от 2892 км до 5161 км вещество находится в жидком состоянии (внешнее ядро), а с глубины 5161 км и до центра Земли — в твердом (внутреннее ядро).

Известно, что все материалы теряют свои магнитные свойства при температуре, превышающей *температуру Кюри* (точка Кюри), которая для ферромагнетиков обычно не превосходит 600 °С. Поскольку температура внутри Земли на глубинах больше 50 км заведомо превосходит 600 °С (см. главу 6), то магнитные свойства минералов могут проявляться только в поверхностных слоях. Однако для создания МП с наблюдаемой величиной напряженности необходимо невероятно большие значения намагниченности (порядка 1000 А/м), которые не существуют в реальности (средняя намагниченность Земли 72 А/м). Отсюда можно сделать важный вывод: главное МП Земли не вызвано намагниченностью, а связано с электрическими токами, которые текут внутри Земли.

Наиболее подходящей по свойствам оболочкой является внешнее жидкое ядро: оно является жидкостью с малой вязкостью (см. главу 2) и большой электропроводностью.

Выше (см. главу 6) обсуждалось, что, исходя из распространенности элементов в Солнечной системе и возможного механизма аккреции Земли как планеты, полагают, что внешнее и внутреннее ядро состоят из железа с незначительной примесью элемента (или элементов, таких как Si, O, S, H), понижающего температуру плавления и плотность железа при давлениях в этом интервале глубин. Формирование железного ядра произошло на ранних стадиях процесса дифференцирования вещества Земли — в течение первых 500 миллионов лет ее истории.

Граница между внешним и внутренним ядром, скорее всего, является фазовой — во внешнем ядре железо находится в расплавленном жидком состоянии, во внутреннем ядре — в твердом состоянии.

Еще в 1964 г. С.И. Брагинский высказал предположение, что для эффективной работы геомагнитного динамо источником энергии

может служить тепло, выделяющееся при кристаллизации внутреннего ядра на его границе с внешним, так что внутреннее ядро увеличивается в размере. Существуют оценки, что за 4 миллиарда лет его радиус вырос на величину порядка 200 км.

Создание теории генерации магнитного поля Земли известно как *проблема геомагнитного динамо*: необходимо понять, какие движения электропроводящей жидкости могут создать необходимые токи и, следовательно, магнитные поля, поддерживающие себя и вдобавок допускать изменения магнитного поля типа инверсий, и убедиться, что такие движения могут существовать в Земле.

Методами сейсмической томографии было установлено (1995—1996 гг.), что внутреннее ядро обладает сильной анизотропией (скорости распространения сейсмических волн зависят от направления), причем ось анизотропии отклонена от оси вращения Земли примерно на 11° . Анизотропия, возможно, возникает при кристаллизации внутреннего ядра. Кроме того, установлено, что внутреннее ядро вращается относительно неподвижной мантии со скоростью 1° в год.

7.4.2. Движение проводящей жидкости во внешнем ядре

Поскольку нижняя граница внешнего ядра имеет более высокую температуру, чем верхняя, то создаются условия для возникновения тепловой конвекции. В главе 6 рассмотрены условия возникновения конвекции: число Релея должно превышать критическое значение Ra_c . Число Рэлея для жидкого ядра Земли оценивается $Ra = 10^9$, что существенно превышает пороговое значение числа Рэлея для турбулентной конвекции $Ra_{тб}$. Это дает основание полагать, что во внешнем ядре возможна турбулентная тепловая конвекция.

Само по себе движение проводящей жидкости не приводит к появлению магнитного поля. Чтобы в движущейся проводящей жидкости возник ток, необходимо внешнее магнитное поле. Тогда при определенных конфигурациях движений и соотношениях скорости и потерь, выделяющихся в виде тепла (омические потери), возможно *самоподдерживающееся динамо*.

Характерным временем этого процесса является время магнитной диффузии — время распада токовой системы за счет диффузии: $t_d = 13000$ лет. Поэтому проблема динамо заключается в том, чтобы найти такие движения в жидком ядре Земли, которые непрерывно поддерживали бы магнитное поле.

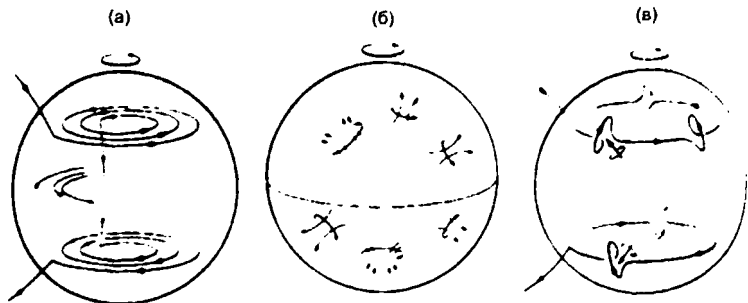


Рис. 7.18. Деформации линий магнитного поля в модели геодинамо (пояснения в тексте). По (Levy, 1976, 1979).

В качестве слабого начального магнитного поля, необходимого для начала генерации, может быть межпланетное магнитное поле Солнца, величина которого на расстоянии земной орбиты (150 млн км) равно примерно 6 нТл (6 γ). Вращение электропроводной жидкости внешнего ядра приводит к вытягиванию линий первоначального поля, оно деформируется в тороидальное поле (рис. 7.18а). Это поле не выходит за пределы ядра.

Если бы Земля не вращалась достаточно быстро вокруг своей оси, в силу симметрии движений магнитное поле не возникло. Быстрое вращение Земли вокруг своей оси приводит к возникновению Кориолисовой силы:

$$F_c = 2m [V \times \Omega].$$

В геологических процессах эта сила не играет существенной роли, поскольку скорости перемещений обычно малы. Единственный пример действия Кориолисовой силы — т.н. закон Бэра: правый берег рек, текущих в северном направлении по меридиану, подмывается больше, чем левый, и потому круче. В ядре действие сил Кориолиса на быстро конвектирующую жидкость приводит к возникновению спирального движения (рис. 7.18б), которое имеет противоположное направление закручивания в северном и южном полушарии (по аналогии с атмосферными вихрями).

В результате тороидальное поле деформируется этими вихрями в замкнутые петли. Эти петли стремятся повернуться в

меридиональном направлении, что в конечном итоге приводит к возникновению дипольного поля (рис. 7.18в).

Скорость вращения Земли в далеком прошлом можно оценить по годовым наростам кораллов или по ритмичности осадков прибрежной зоны, подверженной влиянию морских приливов. Анализ ритмичности приливных осадочных толщ на побережье южной Австралии дал возможность установить, что скорость вращения Земли *существенно не менялась* за последний миллиард лет (Williams. 1990, 2000) и составляет примерно 10^{-5} 1/с. Следовательно, имеется достаточно оснований утверждать, механизм генерации магнитного поля сохраняется на протяжении всей истории Земли.

Можно сказать, что конвективные движения в ядре обусловлены необходимостью передачи тепла из центральных областей наружу, а магнитное поле есть побочный продукт, вызванный тем, что жидкость оказалась электропроводной.

7.4.3 Модель самоподдерживающегося динамо

Чтобы понять существо проблемы, рассмотрим модель дискового динамо, предложенную Буссе (рис. 7.19).

При вращении металлического (проводящего) диска с некоторой угловой скоростью даже при слабом начальном магнитном поле B_0 в витке проводника возникнет ток и вызванное током магнитное поле, направление которого параллельно начальному полю. Магнитное поле начнет расти (по экспоненциальному закону), если скорость вращения диска превысит величину

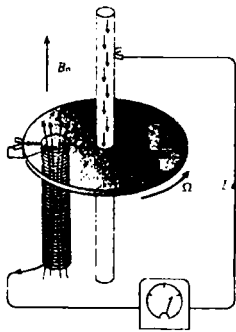
$$\Omega_c = 2\pi R/L,$$

где R — суммарное омическое сопротивление, а L — взаимная индуктивность витка и диска.

Такой простой механизм, конечно, не существует в Земле, но позволяет понять принцип работы самовозбуждающегося динамо.

Гипотеза однодискового магнитного динамо, однако, не объясняет смену знака полярности (*инверсий*) магнитного поля Земли, которая, как мы увидим ниже, играет важную роль в палеомагнитологии. Для объяснения возникновения инверсий японским геофизиком Рикитаки (1958) предложена модель двухдискового динамо (рис. 7.20а). В этой модели ток I_1 , генерируемый в диске 1, создаёт МП B_2 , пронизывающее диск 2. Это генерирует ток I_2 , от которого, в свою очередь, усиливается

Рис. 7.19. Схема самовозбуждающегося динамо.



а

б

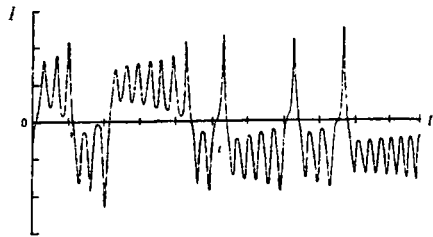
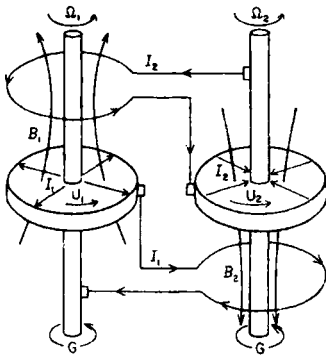


Рис. 7.20. Двухдисковое динамо. (а) Схема двухдискового динамо; (б) Изменение силы тока в системе двухдискового динамо. По (Рикитаки, 1958).

магнитное поле B_1 около диска 1. Сила тока (рис. 7.20б) колеблется сначала около некоторого стационарного состояния, а затем, увеличивая амплитуду колебаний, внезапно совершают резкий перескок (изменение направления, то есть инверсию) и начинают испытывать колебания уже вокруг другого стационарного состояния (по Т. Рикитаки, 1968). Магнитная индукция ведет себя аналогично.

Математическая проблема геомагнитного динамо заключается в решении системы уравнений, в которую входят:

1) уравнения Максвелла

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \text{rot}[V \times B] + \frac{1}{\mu\sigma} \nabla^2 B, \quad (7.14)$$

где $1/\mu\sigma$ — магнитная вязкость, которая может рассматриваться как аналог кинематической вязкости ν , B — магнитное поле, V — скорость.

2) уравнения Навье-Стокса течений вязкой проводящей жидкости:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \cdot \nabla V = \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 V + g - 2[\Omega \times V] + \frac{1}{\mu\rho} [\text{rot} B \times B], (7.15)$$

где ρ — плотность, p — давление. Предпоследний член в уравнении — сила Кориолиса, последний — сила Лоренца.

3) уравнение переноса тепла движущейся жидкостьюю

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + (v \cdot \nabla T) = \nabla(\lambda \nabla T) \quad (7.16)$$

(или уравнения термохимической конвекции).

Глатцмайер и Робертс (1995) решили численными методами эту трехмерную магнитогидродинамическую задачу в наиболее общем виде. Учитывалось и наличие твердого металлического внутреннего ядра, в котором магнитное поле индуцирует токи.

Картина течений в жидком ядре, обусловленных тепловой конвекцией, рассчитанная Глатцмайером и Робертсом, представлена на рис. 7.21а. Силовые линии МП показаны на рис. 7.21б: темно-серым и светло-серым изображены силовые линии поля в северном и южном полушариях, соответственно. Хорошо видны силовые линии тороидального поля, не выходящие за пределы внешнего ядра, и полоидальное поле, которое мы наблюдаем на поверхности Земли и которое является дипольным.

Глатцмайер и Робертс моделировали работу геомагнитного динамо на интервале 40000 лет. Им удалось наблюдать самопроизвольную инверсию магнитного поля на поверхности Земли (рис. 7.22). Во время инверсии изменяются как тороидальное, так и полоидальное поля. Напряженность дипольного поля во время инверсии понижается. Отметим, что невозможно предсказать, ожидается следующая инверсия (Glatzmeier et al., 1999, Глатцмайер, Олсон, 2005).

Поскольку решалась система уравнений, справедливая в любой момент времени, то можно уверенно полагать, магнитное поле всегда было дипольным, в среднем ось диполя всегда была близка к оси вращения Земли и напряженность поля существенно не менялась на протяжении геологической истории после формирования ядра.

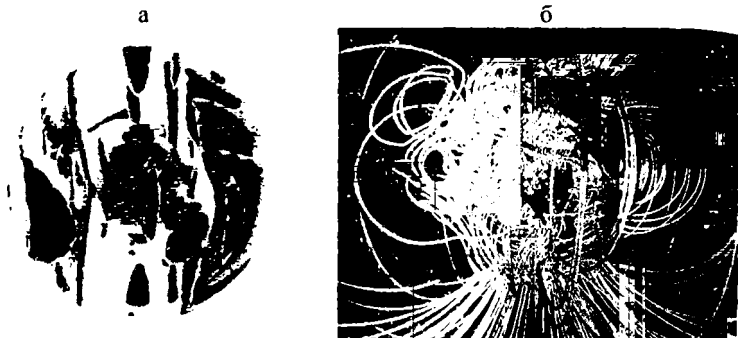


Рис. 7.21. Численное моделирование геомагнитного динамо по модели Глатцмайера и Робертса (Glatzmaier, Roberts, 1995). (а) картина течений, светло-серым показаны восходящие, темно-серым — нисходящие потоки; (б) силовые линии магнитного поля. Темно-серые — «северные», светло-серые — «южные».

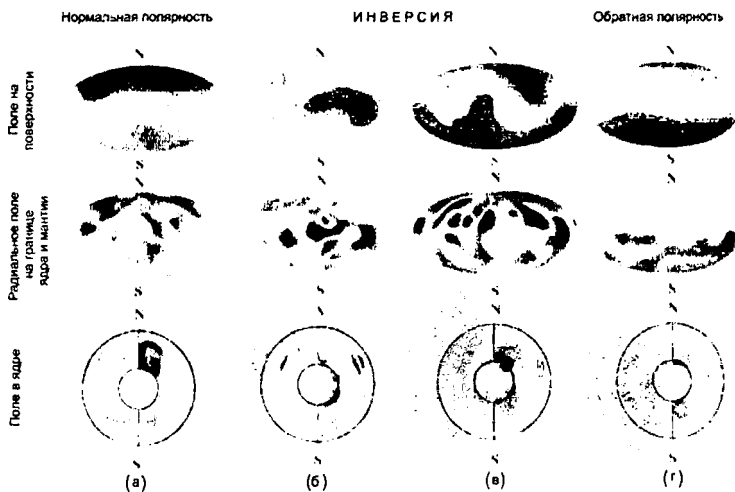


Рис. 7.22. Изменение поля в модели геомагнитного динамо во время инверсии. (а - г) - поле каждые 3000 лет. Верхний ряд — радиальная компонента поле на поверхности. Средний ряд — радиальная компонента на границе ядра и мантии. Нижний ряд — поле в сечении Земли: справа показаны изолинии тороидального поля, слева показаны силовые линии для полоидального поля. N и S указывают на географические, а не магнитные полюсы. По (Glatzmeier et al., 1999).

7.5 Основы палеомагнитологии

Палеомагнитология изучает геомагнитное поле в прошлом. Для этого исследуется остаточная намагниченность горных пород. Результаты палеомагнитных исследований важны в двух отношениях. Они дают возможность получить представление о свойствах геомагнитного поля, которые нельзя обнаружить за исторический период непосредственных наблюдений, а также помогают изучить относительные движения континентов в прошлые геологические эпохи.

7.5.1. Остаточная намагниченность.

Намагниченность J породы состоит из двух основных компонент:

$$J = J_{ind} + J_{res},$$

где J_{ind} — *индуктивная* намагниченность, всегда направленная по современному полю, J_{res} — *естественная остаточная* намагниченность. Естественная остаточная намагниченность J_{res} , как правило, возникает во время образования породы, и её возраст практически одинаков с возрастом породы. Отсюда делается вывод, что направление J_{res} отражает направление древнего МП, которое существовало в то время, когда порода образовалась.

Выделяют следующие основные виды остаточной намагниченности:

- *Термоостаточная* TRM (Thermal Remanent Magnetisation). Приобретается при остывании ниже температуры Кюри (около 580°C для магнетита).
- *Седиментационная* остаточная DRM (Detrital Remanent Magnetisation). Приобретается при механическом закреплении ориентации магнитных зерен при осадконакоплении.
- *Химическая* остаточная CRM (Chemical Remanent Magnetism). Приобретается при химических реакциях, в которых образуются магнитные минералы.

Установлено, что остаточная намагниченность является *устойчивой*. После специальной обработки — магнитной чистки переменным МП, — можно с уверенностью говорить, что остаётся компонента намагниченности, соответствующая древнему МП в момент образования породы (остывания ниже t Кюри или осаждения).

В результате палеомагнитных исследований делаются важные выводы, которые мы рассмотрим в следующих разделах.

7.5.2. Морфология палеомагнитного поля.

Установлены следующие свойства магнитного поля Земли:

- Главное МП, усредненное за достаточно большой (по сравнению с вековыми вариациями) промежуток времени, носит преимущественно дипольный характер.
- Геомагнитный полюс перемещается внутри довольно узкой области, так что его положение за 10^5 лет близко к географическому полюсу.
- Источник геомагнитного поля одинаков за всю историю Земли и связан с её вращением.
- Напряженность МП за всю историю Земли имела тот же порядок величины, что и у современного поля.

7.5.3. Инверсии магнитного поля

В 1906 году Б. Брюн, измеряя магнитные свойства неогеновых (сравнительно молодых) лав в центральной Франции обнаружил, что их намагниченность противоположна по направлению современному геомагнитному полю, то есть в момент их образования Северный и Южный магнитные полюса как бы поменялись местами. С тех пор породы с обратной намагниченностью обнаружены как на континентах, так и на океанах (см. рис. 7.15).

Наличие обратно намагнитченных горных пород является результатом *инверсии* магнитного поля Земли — смены направления осесимметричного диполя на противоположное. Обнаружение обращения полярности геомагнитного поля — важнейшее открытие в палеомагнитологии, позволившее создать новую науку *магнитостратиграфию*, изучающую расчленение отложений горных пород на основе прямой или обратной намагниченности. Установлена *синхронность* этих обращений знака в пределах всего земного шара. Это даёт весьма действенный дополнительный метод корреляции отложений и событий.

Установлено, что продолжительность инверсий значительно меньше (не превосходит 10000 лет), чем промежуток между ними. Во время инверсий происходит уменьшение дипольного поля до 0 с последующим восстановлением в противоположную сторону.

Обращение знака геомагнитного поля, как уже говорилось, не могло быть объяснено в рамках теории однодискового динамо. В 1960-х годах Т. Рикитак предположил, что каждую конвективную ячейку или вихрь в жидком внешнем ядре можно считать как бы одним диском динамо. В модели двухдискового динамо, описанной выше, моделируется возможность самопроизвольных инверсий магнитного поля. В реальном магнитном поле Земли время, в течение которого происходит изменение знака полярности, может быть как коротким, вплоть до тысячи лет, так и составлять миллионы лет.

Следует отметить, что современная полярность МП, называемая нормальной, такова, что северный магнитный полюс (тот, из которого, как считается, выходят магнитные линии) располагается вблизи южного географического. Но называются геомагнитные полюсы в соответствии с близлежащими географическими.

7.5.4. Магнитостратиграфическая шкала

Инверсии магнитного поля Земли хорошо датированы особенно за последние 5 млн. лет. Датировки произведены как с помощью изотопных радиологических методов, то есть с получением абсолютного возраста породы, так и с помощью методов относительной геохронологии, то есть палеонтологических методов. Магнитостратиграфическая шкала является, по существу, глобальной шкалой геомагнитной полярности за наблюдаемую часть геологической истории.

Первая такая шкала для последних 3.5 млн. лет была создана в 1963 году А. Коксом, Р. Доллом и Г. Далримплом.

Временные интервалы преобладания какой-либо одной полярности получили название *геомагнитных эпох*, и части из них присвоены имена выдающихся геомагнитологов Брюнесса, Матуямы, Гаусса и Гильберта (рис. 7.23). В пределах эпох выделяются меньшие по длительности интервалы той или иной полярности, называемые геомагнитными эпизодами. Наиболее эффектно выявление интервалов прямой и обратной полярности геомагнитного поля было проведено для молодых в геологическом смысле лавовых потоков в Исландии, Эфиопии и других местах. Недостаток этих исследований заключается в том, что процесс излияния лав был прерывистым процессом. поэтому вполне возможен пропуск какого-либо магнитного эпизода.

Иначе обстоит дело, если измеряются магнитные свойства горных пород осадочной толщи в океанах при бурении глубоководных скважин. Такое бурение стало возможным в 1968 году, когда его осуществили на специальном буровом судне «Гломар Челленджер», а позднее — с судна «Джойдес Резолюшн». За это время пробурено уже свыше тысячи скважин в разных океанах и некоторые из них углубились в породы морского дна на 1.5 км. Самое главное преимущество изучения магнитных свойств керна скважин (столбика высверленных горных пород) заключается в непрерывности и полноте стратиграфического разреза. Анализ магнитных свойств образцов из пород океанского дна позволил составить детальную шкалу инверсий поля до поздней эпохи юрского периода включительно, то есть на интервал времени в 170 млн. лет (рис. 7.24), что дало возможность реконструировать магнитное поле Земли за это время.

До рубежа в 570 млн. лет — для всего фанерозоя, — такая шкала тоже создана, но она хуже по качеству. Есть шкала и для рифея — венда (1.7—0.57 млрд. лет), однако она еще менее удовлетворительна. Остаточная намагниченность обнаруживается даже у архейских пород с возрастом 3.4 млрд. лет.

7.5.5. Полосовые магнитные аномалии и спрединг океанского дна

В 1958 году впервые была установлена *полосовая* форма магнитных аномалий северо-западной части дна Тихого океана. Сравнительно неширокие, до 40 км, полосы были намагничены то

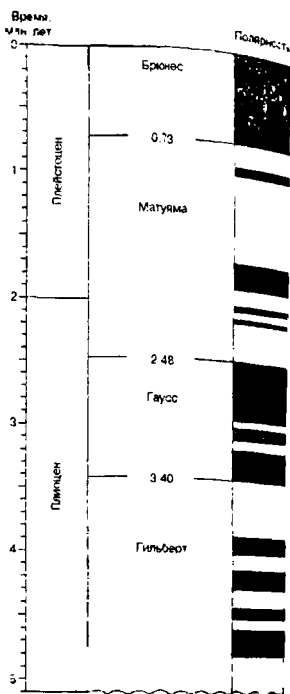


Рис. 7.23. Шкалы инверсий магнитного поля за последние 5 млн. лет. Черный цвет — нормальная, белый — обратная полярность, по (Харленд и др., 1985).

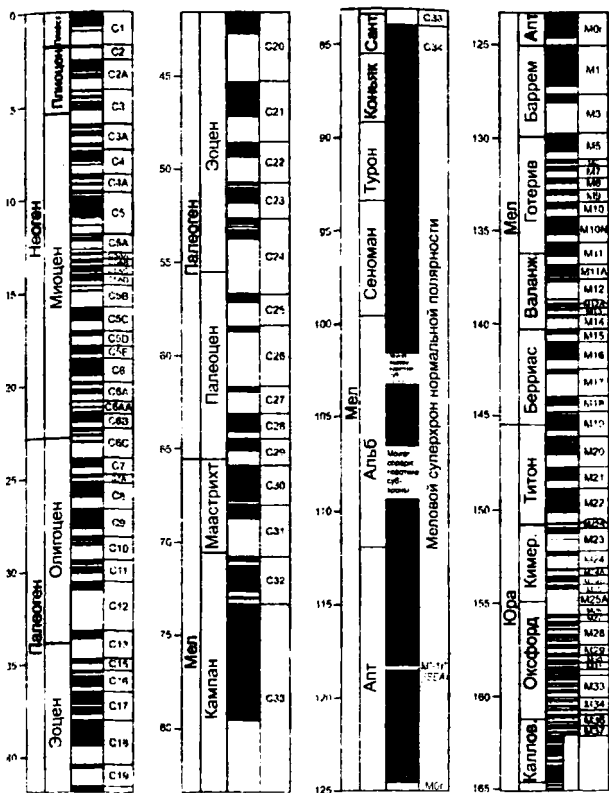


Рис. 7.24. Шкалы инверсий магнитного поля последние 170 млн. лет. Черный цвет — нормальная, белый — обратная полярность, по (Ogg, 1995).

отрицательно, то положительно, причем интенсивность намагничивания вдоль каждой из полос практически не менялась. Такой же полосовидный характер магнитного поля в последующие годы был обнаружен во всех океанах (рис. 7.14), включая узкие моря типа Красного. Оказалось также, что полосы магнитных аномалий разного знака расположены симметрично по отношению к оси срединно-океанических хребтов.

В 1963 году Ф. Вайн и Д. Мэтьюс предложили объяснение этим фактам. Обратная и прямая намагниченность полос базальтов прямо связана с их возрастом. Приобретая знак намагниченности в момент

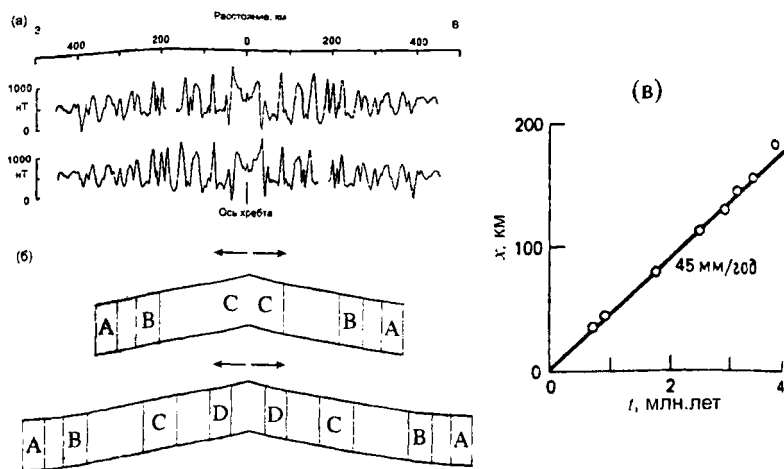


Рис. 7.25. Спрединг океанского дна и образование полосовых аномалий. (а) Профиль магнитных аномалий вкост Срединно-Атлантического хребта: (б) Сечение идеализированного хребта, иллюстрирующий образование участков нормальной (серые) и обратной (белые) полярности, внизу показан тот же хребет после внедрения следующих порций магмы. (в) вычисление скорости раздвижения океанического дна.

своего образования, базальты впоследствии раздвигаются в стороны новыми порциями магмы, которые, в свою очередь, приобретают знак полярности уже другой эпохи, когда осуществилась инверсия магнитного поля.

Периодические инверсии и создают «матрацевидную» картину магнитного поля, а ее симметричность объясняется разрастанием. *спредингом* (*spread* — разрастание, расширение) океанского дна. Представление о спрединге океанической коры были предложены Г. Хессом и Р. Дитцем в 1961—1962 гг. Нарастивание океанической коры происходит в рифтовых зонах срединно-океанических хребтов, где базальтовая магма поднимается вверх по трещинам вследствие конвективных движений относительно нагретого вещества мантии.

Попадая в условия океанского дна в рифтовых устьях, магма не только и изливается на дно, но как бы расталкивает его в стороны. внедряясь все новыми и новыми порциями. Остывая, базальтовая магма проходит точку Кюри и намагничивается по направлению силовых линий данной магнитной эпохи (рис. 7.25а). Ширина полос

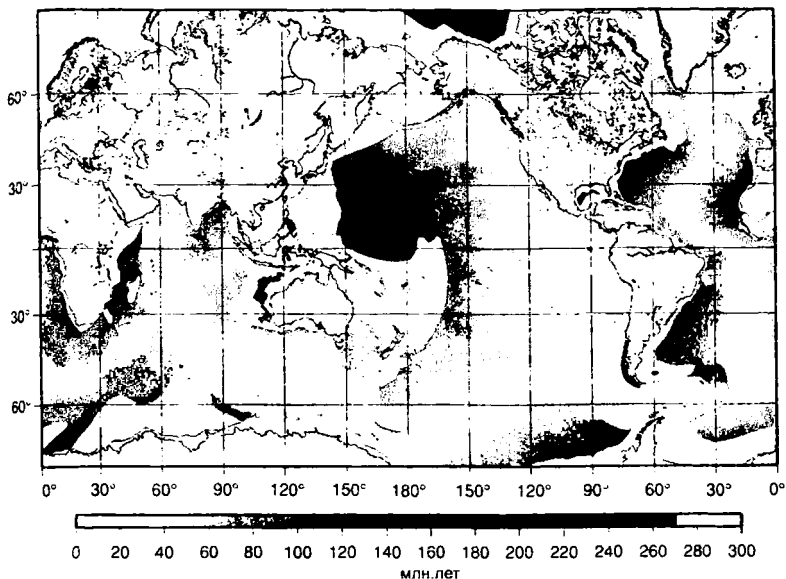
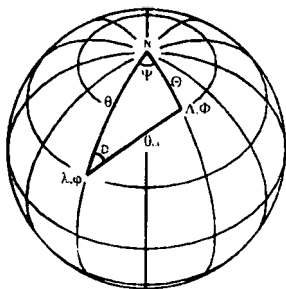


Рис. 7.26. Карта возраста пород океанического дна по датировкам магнитных аномалий и данным глубинного океанского бурения, по (Muller et al., 2002).

магнитных аномалий одного знака в океанах, расположенных по обе стороны от срединного хребта, прямо пропорциональна длительности эпох полярности (рис. 7.25б). Это дает возможность вычислить скорость раздвигания океанического дна (рис. 7.25в).

На этом основании изложенной методики были проведены линии одинакового возраста океанской коры — *изохроны*, и каждой аномалии присвоен свой номер. Подтверждение этой картины дали результаты глубоководного бурения, так как оказалось, что возраст осадков океанского дна над магнитными аномалиями хорошо совпадает с рассчитанным возрастом самих магнитных аномалий. Сейчас составлены детальные карты возраста океанской коры, и геологические события последних 170 млн. лет четко к ним привязываются (рис. 7.26). На основании геомагнитной шкалы и пространственной ширины магнитных аномалий определена скорость спрединга, которая имеет порядок 1—10 см/год.

Рис. 7.27. Определение положения магнитного полюса по направлению магнитного поля.



7.5.6. Определение координат палеомагнитного полюса и палеомагнитные реконструкции

Выше, при обсуждении дипольного магнитного поля, говорилось, что, измерив величину склонения D в точке с магнитной широтой φ_m , можно определить координаты полюса, то есть координаты точки, в которой ось диполя пересекает поверхность Земли. Для этого решается соответствующий сферический треугольник: точка измерений — точка географического полюса — точка геомагнитного полюса (Butler, 1998).

Пусть координаты точки измерения равны φ и λ (или θ — полярный угол), склонение и наклонение равны D и I соответственно, координаты северного географического полюса равны $\varphi = 90^\circ$, $\lambda = 0$, требуется найти координаты Φ , Λ геомагнитного полюса. На рис. 7.27 показаны элементы, относящаяся к выводу выражений для расчета положений магнитного полюса по направлению магнитного поля, $\theta = 90^\circ - \varphi$ — полярный угол точки измерения, $\theta_m = 90^\circ - \varphi_m$ — ее магнитная коширота, Θ_m — магнитная коширота полюса.

Согласно теореме синусов для сферического треугольника имеем:

$$\begin{aligned} \sin \Phi &= \sin \varphi \sin \varphi_m + \cos \varphi \cos \varphi_m \cos D \\ \sin \psi &= \cos \varphi_m \frac{\sin D}{\cos \varphi} \end{aligned} \quad (7.17)$$

где ψ — разность долгот магнитного полюса и точки измерения:

$$\begin{aligned} \psi &= \Phi - \varphi, & \text{если } \sin \varphi_m \geq \sin \varphi \cdot \sin \Phi \\ \psi &= 180 - (\Lambda - \lambda), & \text{если } \sin \varphi_m < \sin \varphi \cdot \sin \Phi \end{aligned} \quad (7.18)$$

а угол φ_m найден по (7.12).

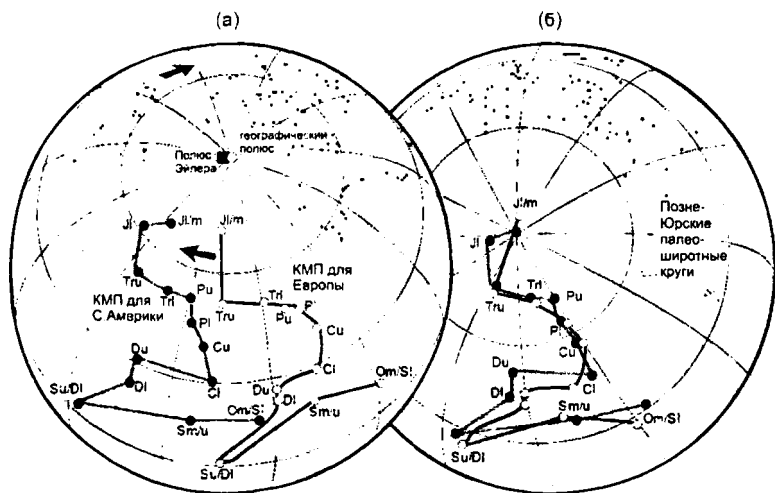


Рис. 7.28. (а) Кажущаяся миграция полюса (Ордовик — Юра) для Европы (белые круги) и Северной Америки (черные круги). (б) Те же траектории после поворота Европа на 38° по часовой стрелке вокруг полюса Эйлера 88.5° с.ш., 27.7° в.д. (показан серым квадратом), по (Van der Voo, 1990).

Эти расчеты можно проводить и для определения координат древнего геомагнитного полюса. При этом используется представление о дипольности МП Земли на протяжении всей истории Земли и информацию о направлении древнего МП, полученную по остаточной намагниченности.

Полюс, рассчитанный по измерениям склонения и наклонения в одной географической точке, называется *виртуальным*. Согласно методике расчета, координаты виртуального полюса получаются в современной географической системе координат. Совокупность виртуальных полюсов, рассчитанных по измеренным в одном географическом месте значениям D и I для последовательных интервалов геологического времени, носит название траектории *кажущейся миграции полюса* (КМП, рис. 7.28). При этом для получения достоверных результатов необходимо обработать значительное число образцов одного возраста, а затем усреднить.

В действительности движутся не древние геомагнитные полюсы, а континенты. На основании кривых кажущейся миграции полюса определяют кривые примерного движения континентов. За

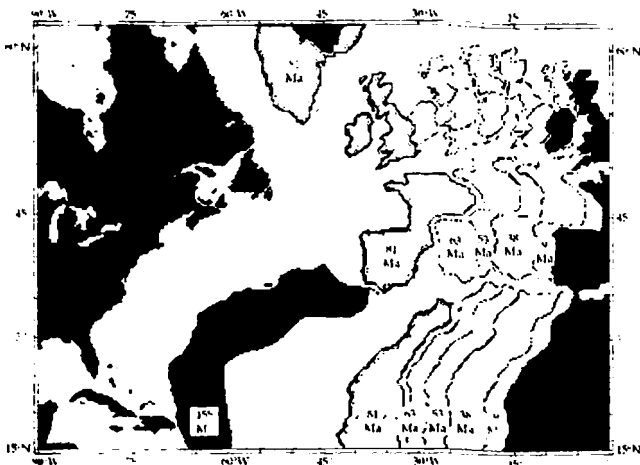


Рис. 7.29. Реконструкция истории открытия Северной и Центральной Атлантики. Показаны положения Европы и Африки относительно С.Америки в различное время. по (Pitman, Talwani, 1972).

точку отсчета берется ось вращения Земли, к которой, как указано выше, близки палеополюсы. Анализируя КМП для, например, Европы и С.Америки в Ордовике — Юре (рис. 7.28а), можно оценить относительные движения этих материков. Траектории КМП совпадают, если повернуть Европу на 38° по часовой стрелке вокруг полюса Эйлера 88.5° с.ш., 27.7° в.д. (рис. 7.28б). Это означает, что в это время эти континенты двигались вместе. В более позднее время континенты разошлись вследствие раскрытия Атлантического океана, и это расхождение отражается в расхождении траекторий КМП. Реконструкция истории открытия Северной и Центральной Атлантики показана на рис. 7.29.

Изложенный подход представляет основную идею палеомагнитных реконструкций. При этом широта определяется достаточно хорошо, а при определении долготы возникают трудности. Реконструкций для периода 700 млн.лет приведены в главе 8.

В результате большого количества проведенных реконструкций для различных периодов времени установлено, что характер движения континентов примерно одинаков, по крайней мере, с докембрия.

8. ИЗБРАННЫЕ ГЛАВЫ ГЕОДИНАМИКИ

8.1. Предмет геодинамики

Существуют два подхода к определению *геодинамики*, как научной дисциплины: силовой и кинематической. Сторонники первого подхода (в основном, геотектонисты и геофизики), полагают, что основной проблемой геодинамики является установление механизмов формирования движений в различных геосферах. Сторонники второго подхода (в основном, астрономы и геодезисты) считают, что центральным предметом исследований в геодинамике является изучение основных кинематических характеристик (смещений, скоростей, направленности и т. д.) движений земной поверхности в различных пространственно-временных масштабах их протекания.

Определение основной задачи геодинамики, объединяющее оба подхода, дано в работе (Теркот, Шуберт, 1985), где утверждается, что «Геодинамика изучает движения и деформации, происходящие в земной коре, мантии и ядре, и причины таких движений и деформаций». Иными словами, геодинамика — это область наук о Земле, рассматривающая геологические процессы с точки зрения действующих сил и энергии.

Геотектоника занимается главным образом изучением того, как построены те или иные геологические структуры, а также истории движений, изменяющих эти структуры. *Геодинамика* же отвечает на вопросы: почему эти процессы происходят, как образуются структуры, какие силы при этом действуют, какая для этого необходима энергия и каково ее происхождение.

Основными источниками энергии геодинамических процессов служит тепло, аккумулированное в Земле с момента её образования, а также энергия, выделяющаяся при распаде радиоактивных элементов и при плотностной дифференциации. Достаточный запас энергии позволяет Земле функционировать как «термохимическая машина». Тепло из глубинных слоёв Земли выносится посредством теплопроводности и, главным образом, конвекции к верхним оболочкам — литосфере и коре, поскольку Земля устроена таким образом (см. главы 2 и 6), что конвекция в ней возможна (и протекает в разных оболочках по-разному). Поверхностным

проявлением этого процесса является наблюдаемая на Земле тектоника, в частности, движение литосферных плит и сопутствующие глобальные и региональные явления. Взаимодействие литосферных плит друг с другом и с подстилающей мантией приводит к возникновению большинства геологических структур и явлений, включая вулканизм и сейсмический процесс.

При таком подходе, составляющем суть геодинамики, весьма плодотворно используется приближение сплошной среды, которое важно для понимания широкого круга геологических проблем. Это позволяет применить хорошо разработанные физико-математические методы теории упругих деформаций, течения вязкой жидкости, тепло- и массопереноса и т. п. Отметим, что современный уровень рассмотрения таких проблем предполагает компьютерное моделирование.

8.2. Тектоника плит. Основные положения

В современной геотектонической модели, называемой «тектоника литосферных плит», внешняя оболочка Земли состоит из набора сравнительно тонких жестких плит, которые движутся друг относительно друга. Скорости этого движения плит по порядку величины составляют несколько сантиметров в год. Плиты активно взаимодействуют между собой. Большая часть всех происходящих на планете землетрясений, вулканических извержений и горообразовательных процессов происходит именно в области границ между плитами. Более того, границы плит проводят именно по этим областям, прежде всего по зонам концентрации очагов землетрясений. Схема разбиения поверхности Земли на плиты приведена на рис. 8.1. Отметим, что на рисунке представлены лишь основные плиты, но в настоящее время выделяют значительно большее количество плит малого размера (Bird, 2003).

Литосферные плиты сложены из относительно холодных пород и имеют толщину 50—200 км (иногда до 300 км). Плиты непрерывно воссоздаются и поглощаются. Вблизи *срединно-океанических хребтов*, где смежные плиты расходятся в противоположные стороны, идет процесс так называемого *спрединга (раздвигания) океанической дна*. Снизу поднимаются горячие мантийные породы, из которых при охлаждении

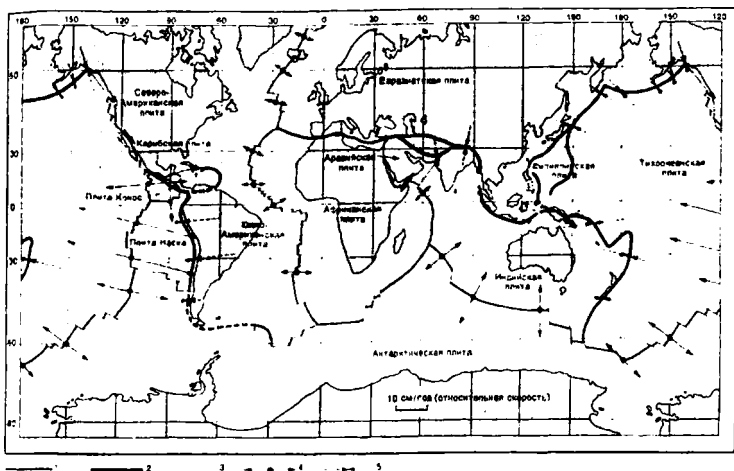


Рис. 8.1. Разбиение поверхности Земли на плиты. 1 — конструктивные границы плит, 2 — деструктивные границы, 3 — трансформные границы, 4 — скорости разрастания, 5 — скорости сближения.

формируются новые участки плит. По этой причине срединно-океанические хребты также называют *конструктивными границами (границами наращивания)* плит. Глобальная система срединно-океанических хребтов нанесена на рис. 8.1 тонкой черной линией.

Поскольку поверхность Земли остается практически постоянной, должны происходить и противоположные процессы уничтожения плит. Эти процессы действительно происходят в районе *океанических желобов*. Две смежные плиты сходятся, и одна из них (океаническая) погружается под другую. Этот процесс называется *субдукцией*. Поэтому океанические желоба называют также *деструктивными границами (границами уничтожения)* плит. К деструктивным границам относят также *зоны коллизии*, где происходит столкновение двух континентальных плит. Глобальная система деструктивных границ (субдукционных и коллизионных) показана на рис. 8.1 жирной черной линией. Третьим типом границ являются *трансформные* границы.

Схематическое изображение основных элементов тектоники плит в разрезе приведен на рис. 8.2. Вся внешняя оболочка Земли, состоящая из отдельных плит, называется *литосферой*. Литосфера

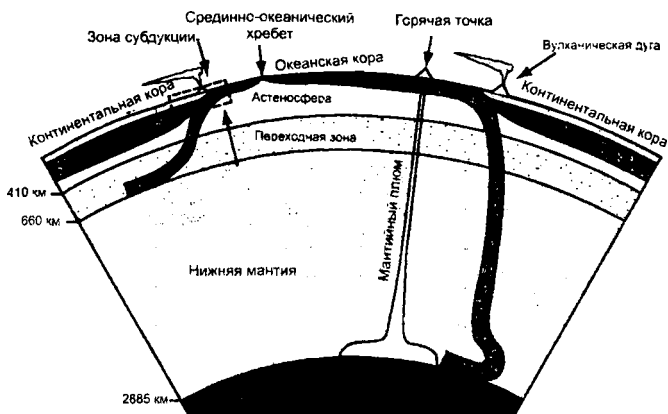


Рис. 8.2. Схематическое изображение основных элементов тектоники плит и их взаимодействия в мантии, по (Stern, 2002). Прямоугольник отмечает зону субдукции, показанную на рис. 8.10.

сложена относительно холодными и жесткими породами. Твердые породы мантии, находящиеся под литосферой, имеют достаточно высокую температуру и поэтому могут легко деформироваться. Они образуют так называемую *астеносферу*, по которой литосферные плиты скользят, испытывая относительно малое сопротивление. По мере того как плиты движутся от зоны наращивания к зоне уничтожения, они охлаждаются и утолщаются. Отметим, что границы переходной зоны в мантии здесь приняты в соответствии с моделями IASP91 и AK135 (410 и 660 км).

Вследствие охлаждения плотность материала плит увеличивается, литосферная плита становится гравитационно-неустойчивой по отношению к горячей (и, следовательно, менее плотной) подстилающей астеносфере. Возникает отрицательная плавучесть литосферной плиты, она изгибается и погружается в мантию, образуя океанический желоб.

Именно в области зон субдукции происходит наибольшее количество сильнейших землетрясений (см. главу 4, рис. 4.42). Погружающиеся участки литосферных плит хорошо выявляются сейсмологическими методами: в холодных хрупких породах плит локализуются очаги землетрясений. Напомним, что наклонные зоны локализации очагов землетрясений, связанных с погружающимися участками плит, называются *зонами Беньофа* (рис. 4.43, 5.12).

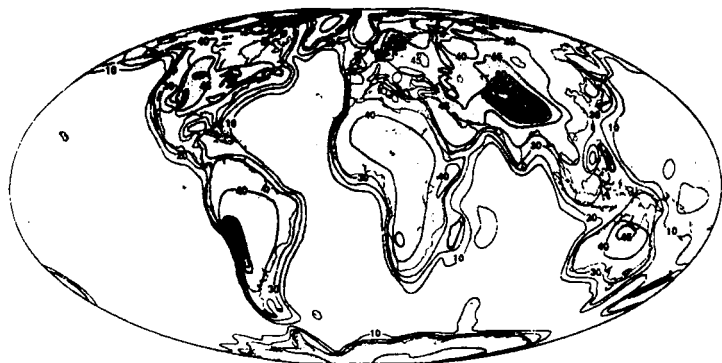


Рис. 8.3. Мощность континентальной коры, усредненная по ячейкам $5^\circ \times 5^\circ$, по (Mooney et al., 1998).

Практически позади каждого океанического желоба параллельно ему тянется цепь действующих вулканов. Если вулканическая цепь располагается на дне океана, то вулканы образуют островную дугу, типичным примером которой могут служить Курильские и Алеутские острова в северной части Тихого океана. Если же океанический желоб проходит вблизи континента, то вулканы образуются на суше. Это имеет место, например, на западном побережье США.

Верхняя оболочка Земли — кора — отделена от мантии сейсмической границей Мохоровичича (Мохо, см. главу 4). Земная кора имеет другой состав и меньшую плотность по сравнению с мантией. Поэтому земная кора гравитационно-устойчива по отношению мантии. Выделяется два типа коры: океаническая и континентальная, которые отличаются по строению и свойствам. Типичная толщина океанической коры — 6 км, континентальной — 35 км (см. рис. 4.34).

Хотя океаническая кора легче мантии, она довольно тонка и не может заметно помешать субдукции гравитационно-неустойчивой океанической литосферы. Океаническая литосфера находится в состоянии непрерывной циркуляции, наращиваясь в областях океанических хребтов и уничтожаясь в областях желобов

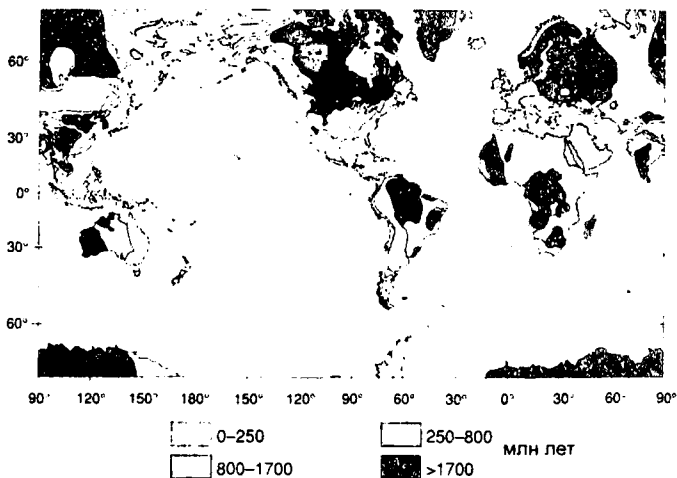


Рис. 8.4. Возраст континентов, по (Sclater et al., 1981).

соответственно. Вследствие постоянного обновления океанического дна, его возраст не превышает 180—200 млн. лет (рис. 7.26).

Континентальная кора также легче мантии, и обладает при этом достаточной толщиной (рис. 8.3). Поэтому она не погружается на деструктивных границах плит у океанических желобов. Вследствие этого возраст пород континентальной коры имеет в среднем порядок 10^9 лет (рис. 8.4) и значительно превышает возраст пород океанической коры.

При движении литосферных плит вдоль поверхности Земли вместе с ними движутся и расположенные на них континенты. Относительное движение континентов называют *континентальным дрейфом*.

8.3. Литосфера и астеносфера

Для модели тектоники плит весьма существенным являются реологические свойства оболочек Земли. Породы литосферы имеют относительно низкую температуру. Реологические исследования, которые обсуждались в главе 2 (кривая прочности для верхних оболочек Земли, рис. 2.15) показывают, что литосфера сохраняет жесткость в течение геологических промежутков времени. вплоть до 10^9 лет. Под литосферой расположена астеносфера.

вещество которой имеют достаточно высокую температуру, и поэтому в ней может идти процесс твердотельной ползучести. Под действием внешних сил породы астеносферы текут в геологических масштабах времени.

Согласно такому подходу нижняя граница литосферы, ее подошва, контролируется изотермой — поверхностью постоянной температуры. Температура в подошве литосферы приблизительно принимается 1600 К (около 1300°C). Породы, лежащие в Земле над этой изотермой, достаточно холодны и ведут себя как жесткий материал, в то время как нижележащие породы достаточно нагреты и легко деформируются. Иными словами, речь идет о слоях, выделяемой по реологическим свойствам, или о «реологических» литосфере и астеносфере. В то же время в сейсмологии (см. главу 4) оболочки выявляется по распределению скоростей сейсмических волн. Там астеносфера соответствует зоне пониженных скоростей, а литосфера понимается как слой выше ЗПС, то есть речь идет о «сейсмологических» литосфере и астеносфере. Кроме того, в главе 7 отмечалось, что по измерениям распределения электрического сопротивления с глубиной выделяют также «электрические» литосферу и астеносферу. Отметим, что сопоставление и корреляция смыслов терминов «астеносфера» и «литосфера» — достаточно интересная и актуальная проблема современной геофизики и геодинамики (Anderson, 1995). Однако приближенно эти понятия можно считать совпадающими.

Под океаническими бассейнами толщина литосферы 50—100 км, под континентами она примерно вдвое больше. Толщина литосферы составляет 2—4 % радиуса Земли, и именно это дает основание рассматривать литосферу как *тонкую* оболочку. Эта оболочка разбита на ряд плит, находящихся в движении друг относительно друга и в активном взаимодействии друг с другом.

Упругие свойства плит позволяют им, прогибаясь, выдерживать внешнюю нагрузку. Примером такой нагрузки может служить вулканический остров. Нагрузка от веса, например, Гавайских островов заставляет литосферу вокруг них прогнуться вниз, и в результате вокруг островов возникает область с большими глубинами океана. Упругим изгибом литосферы объясняется в геодинамике также форма океанических желобов и некоторых осадочных бассейнов. На

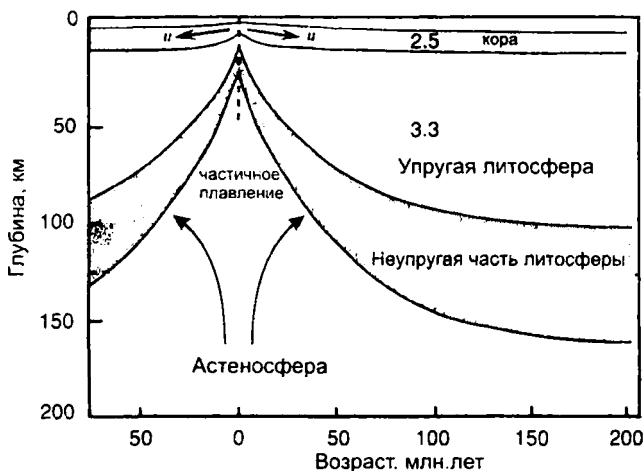


Рис. 8.5. Схема конструктивной границы в районе срединного хребта.
Числа — плотность, в г/см³.

основании этого строятся модели *региональной изостазии*, в которых компенсация имеет место в среднем по региону с учетом упругой реакции литосферы.

Однако следует отметить, что не вся литосфера в целом является эффективным проводником упругих напряжений. Только приблизительно ее верхняя половина является достаточно жесткой, так что упругие напряжения в ней не релаксируют за интервалы порядка 10^9 лет. Эта часть литосферы называется *упругой литосферой*. В нижней более горячей литосфере (называемой *неупругой*) процессы твердотельной ползучести приводят к релаксации напряжений. Однако и неупругая литосфера остается неотъемлемой частью плиты (рис. 8.5).

Отметим, что в первоначальной формулировке тектоники плит предполагалось, что плиты жесткие, напряжения, приложенные к границам плиты, могут передаваться во все ее внутренние области. Однако в настоящее время большое внимание уделяется рассмотрению напряжений и деформаций на границах плит, а также внутриплитных напряжений и деформаций. Это составляет одно из важных направлений дальнейшего развития тектоники плит.

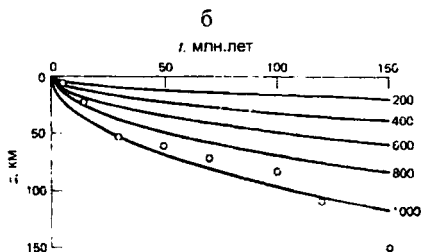
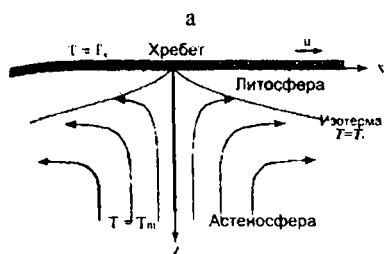


Рис. 8.6. Толщина океанской литосферы и возраст океанского дна. (а) Модель. (б) Расчетные изотермы для океанской литосферы (линии) и данные по толщине литосферы в Атлантике (кружки).

8.4. Конструктивные границы плит. Океанические хребты

8.4.1. Структура конструктивной границы плит

В зоне океанических хребтов постоянно происходит формирование литосферных плит. Две плиты, расположенные по обе стороны от хребта, расходятся в стороны практически с постоянной скоростью, составляющей несколько десятков миллиметров в год. Когда плиты расходятся, снизу поднимается горячий мантийный материал и заполняет образующийся промежуток. За счет потерь тепла, происходящих по механизму молекулярной теплопроводности, поднимающиеся к поверхности мантийные породы охлаждаются и «намерзают» на подошву раздвигающихся плит, становясь их составной частью. Структура конструктивной границы плит в районе срединно-океанического хребта приведена на рис. 8.5.

По мере удаления от океанического хребта плиты продолжают охлаждаться и утолщаться. При охлаждении литосфера становится более плотной и в результате глубже погружается в подстилающие мантийные породы.

8.4.2. Мощность океанической литосферы и глубина океана

В упрощенной постановке модель остывания океанской литосферы может быть сформулирована следующим образом. У гребня океанического хребта в месте выхода горячего мантийного материала происходит его соприкосновение с холодной водой. Затем происходит постепенное остывание приповерхностных слоёв (Геркот, Шуберт, 1985).

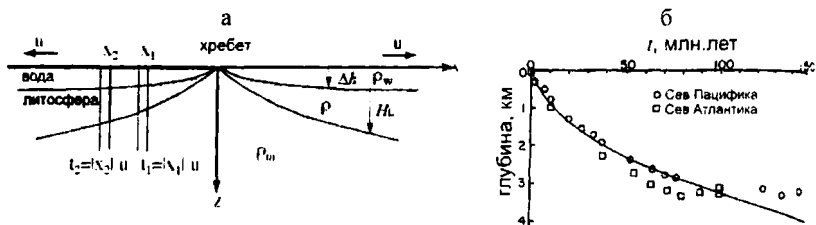


Рис. 8.7. Увеличение глубины океана с увеличением возраста океанского дна (расстояния от оси хребта) вследствие изостатического опускания при увеличении плотности остывающей литосферы. (а) Модель. (б) Зависимость глубины океана относительно глубины гребня хребта от возраста океанического дна для северных частей Тихого (кружки) и Атлантического (квадраты) океанов. Сплошная линия — расчетные значения по (8.4).

Таким образом, можно свести задачу к задаче о мгновенном нагреве (или охлаждении) границы полупространства. Ось z направляем вертикально вниз, горизонтальным теплообменом пренебрегаем. Тогда надо решать одномерное уравнение теплопроводности с постоянными параметрами среды (коэффициентом температуропроводности χ) и со следующими граничными условиями:

$$\text{Начальное условие } T(0, z) = \begin{cases} T_s, z = 0 \\ T_m, z > 0 \end{cases},$$

краевые условия первого рода: $T(0, t) = T_s$, $T(L, t) = T_m$, где T_m — температура мантийного вещества, T_s — температура поверхности.

В такой постановке задача имеет аналитическое решение, выражаемое через безразмерную температуру:

$$\frac{T - T_s}{T_m - T_s} = \operatorname{erf} \left(\frac{z}{2\sqrt{\chi t}} \right), \quad (8.1)$$

где $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$ — функция ошибок, которая определяется

численно (или по таблицам).

В задаче об охлаждении океанской литосферы учтем теперь, что остывание происходит одновременно с движением остывающих участков от оси хребта (рис. 8.6а). Нижняя граница литосферы

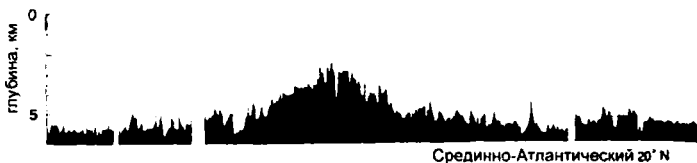


Рис. 8.8. Топографический профиль сечения срединно-океанического хребта.

проводится по положению изотермы T_r — температуры, при которой происходит переход от пластического к упруго-жесткому реологическому поведению, обычно принимают $T_m - T_s \approx 1300^\circ\text{C}$.

Пренебрегаем теплообменом по оси x . Кроме того, модель можно свести к одномерной, если воспользоваться тем обстоятельством, что переменные x и t не являются независимыми, а связаны соотношением $t = x/u$, где u — скорость раздвижения океанской литосферы.

Тогда, рассчитав динамику температур в литосфере, можно оценить глубину H_L , на которой $T = T_r$, то есть выявить зависимость мощности литосферы от возраста (удаленности от хребта). Наилучшее соответствие с наблюдаемой мощностью литосферы получается, когда безразмерная температура равна 0.9, и тогда формула для мощности литосферы имеет вид (рис. 8.6б):

$$H_L \approx 2.32\sqrt{\chi t} = 2.32\sqrt{\chi \frac{x}{u}}, \quad (8.2)$$

Вычисляется также зависимость поверхностного теплового потока от возраста (удаленности от хребта):

$$q_s = \frac{\lambda(T_m - T_s)}{\sqrt{\chi t}} = \frac{\lambda(T_m - T_s)}{\sqrt{\chi x/u}}. \quad (8.3)$$

Поскольку при охлаждении плотность пород увеличивается, то вследствие изостазии литосфера со временем опускается, а глубина океана, соответственно, увеличивается (рис. 8.7а).

Глубину океана можно оценить следующим образом:

$$\Delta h = 2\alpha\rho_m \frac{(T_m - T_s)}{(\rho_m - \rho_w)} \sqrt{\frac{\chi x}{\pi i}}, \quad (8.4)$$

α — коэффициент теплового расширения, ρ_m — плотность мантии, ρ_w — плотность воды.

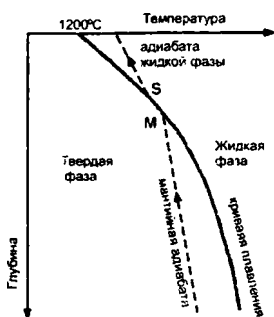


Рис. 8.9. Иллюстрация процесса плавления при декомпрессии. Плавление начинается в т. М, где температура поднимающейся к поверхности мантийной породы становится равна температуре солидуса. Плавление продолжается до т. S, где расплав отделяется от остатка.

Сопоставление глубины океана с модельными значениями, рассчитанными по (8.4) показано на рис. 8.7б. Более детальная топография сечения срединных хребтов в различных океанах показана на рис. 8.8. Сила, возникающая из разности нагрузок, является одной из важнейших движущих сил в тектонике плит и называется *силой отталкивания от хребта*.

8.4.3. Вулканизм океанических хребтов

К области океанических хребтов приурочена значительная доля вулканической активности Земли. Однако, поскольку почти вся система хребтов находится под водой, непосредственно наблюдать можно лишь малую долю этого вулканизма. В океанах это делают с помощью глубоководных подводных аппаратов. Вулканические процессы в области хребтов также можно наблюдать в Исландии, где океаническая кора достаточно мощная и гребень хребта поднимается над поверхностью воды.

Вулканизм океанических хребтов является результатом *плавления при снятии давления (декомпрессии)*. Когда две смежные плиты расходятся в стороны, то горячие мантийные породы поднимаются и заполняют образующийся промежуток (рис. 8.5). Температура пород во время их подъема остается почти постоянной, но их давление падает. Температура *солидуса* (температура, при которой начинается плавление породы) с уменьшением давления падает. Когда температура поднимающейся мантийной породы сравняется с температурой солидуса, начинается плавление (рис. 8.9). В поднимающейся мантийной породе содержится базальтовая компонента, которая имеет низкую температуру плавления. Базальт выплавляется, и из него образуется океаническая кора.

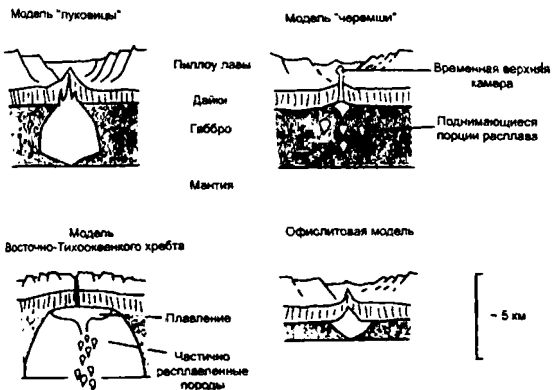


Рис. 8.10.
 Модели
 магматических
 камер в
 срединно-
 океанических
 хребтах, по
 (Fowler, 2005).

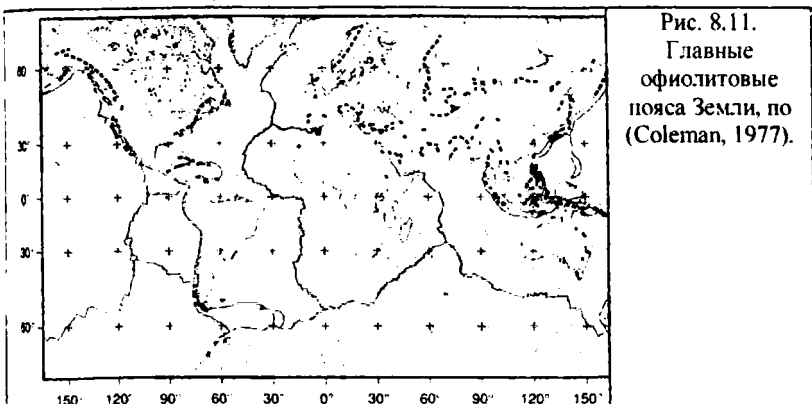


Рис. 8.11.
 Главные
 офиолитовые
 пояса Земли, по
 (Coleman, 1977).

Магма (расплавленная порода), возникающая в результате частичного плавления под океаническим хребтом, оказывается легче, чем мантийные породы, оставшиеся после ее выплавки. Благодаря действию сил плавучести она движется вверх и вблизи гребня хребта выходит на поверхность. Образуется обширная магматическая камера (рис. 8.10). Запасенное в ней тепло передается океаническому дну, магма отвердевает, и из нее образуется океаническая кора.

В некоторых местах земного шара участки океанической коры и подстилающей мантии вынесены на поверхность. Такие породы, называемые *офиолитами*, встречаются, например, на Кипре, Ньюфаундленде, в Йемене и на Новой Гвинее (рис. 8.11).

8.4.4. Скорость спрединга

Скорость спрединга океанического дна можно определить по ширине полосовых магнитных аномалий. Время инверсий магнитного поля известно из независимых геохронологических исследований (см. главу 7). Если расстояния от гребня хребта до границ между аномалиями, изображенными на рис. 7.25, нанести на график как функцию времени инверсий, соответствующих каждой из этих границ, то в результате мы получим практически точную прямую (рис. 7.25в). Тангенс угла наклона этой прямой равен скорости раздвигания океанического дна, составляющей для данного примера 45 мм/год. Для разных плит скорости спрединга (в одну сторону от хребта) составляют до 100 мм/год.

8.5. Зоны субдукции

Океаническая литосфера, удаляясь от океанического хребта, охлаждается, становится толще и вследствие эффекта теплового сжатия уплотняется. Хотя базальтовые породы океанической коры легче подстилающих их мантийных пород, холодные подкорковые породы литосферы уплотняются настолько, что океаническая литосфера становится достаточно тяжелой и возникает ее гравитационная неустойчивость по отношению к горячим и относительно легким мантийным породам, расположенным непосредственно под литосферой, а тонкая кора не создает достаточной плавучести. В результате гравитационной неустойчивости океаническая литосфера опускается и вблизи океанических желобов начинает погружаться в недра Земли. Опускаясь в мантию, литосфера встречает все более плотные породы. Однако под действием давления, нарастающего с глубиной, породы самой литосферы уплотняются (так как вещество литосферы сжимается), и, опускаясь, литосфера продолжает оставаться тяжелее окружающих мантийных пород до тех пор, пока она остается холоднее этих пород. Эту простую картину гравитационной неустойчивости, имеющей термическую природу, может несколько усложнять то, что как в погружающейся литосфере, так и в окружающей мантии происходят фазовые переходы и изменения состава с глубиной.

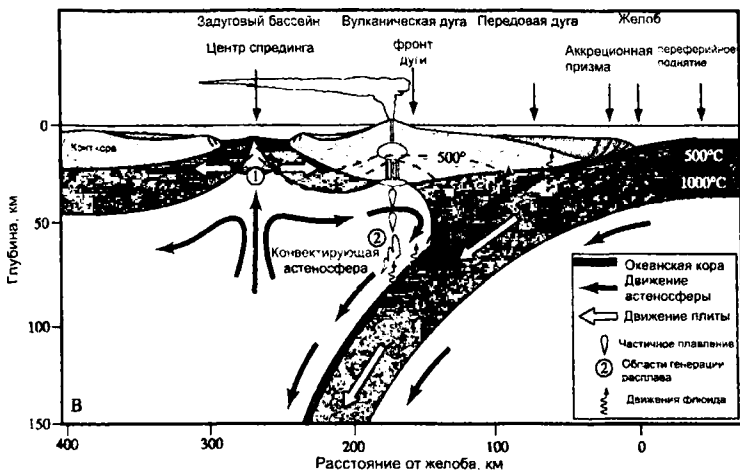


Рис. 8.12. Схема зоны субдукции океанической литосферы вблизи океанического желоба (Stern. 2002).

В общем можно сказать, что литосфера продолжает погружаться до тех глубин, пока она остается плотнее мантийных пород, непосредственно прилегающих к ней на этих глубинах. Субдукция океанической литосферы вблизи океанического желоба схематически изображена на рис. 8.12.

Отрицательная плавучесть плотных пород погружающейся литосферы приводит к тому, что на погружающуюся часть действует направленная вниз массовая сила. Благодаря своей упругости литосфера может передавать напряжения. Массовая сила, действующая на опускающуюся часть плиты, передается и к ее горизонтальной части, оттягивая ее по направлению к океаническому желобу. Эта сила, одна из важнейших движущих сил в тектонике плит, называется *тянущей силой погружающегося блока*.

Перед желобом литосфера начинает изгибаться, и с океанической стороны желоба морское дно оказывается выпуклым. В результате изгиба приповерхностные породы литосферы испытывают растягивающие напряжения, и при этом часто возникают разломы. В разломы, расположенные в верхней части базальтовой коры, попадает часть осадочных отложений, которые затем вместе с базальтовыми породами уносятся в мантию. Однако

остальная часть осадков соскабливается и накапливается у основания желоба. Эти осадки образуют *аккреционную призму* (рис. 8.12), располагающуюся на обращенной к суше стороне многих океанических желобов.

В некоторых системах желобов имеется вторичная зона наращивания, которая лежит позади вулканической цепи (см. рис. 8.12). Это явление носит название *тыловой* или *задуговой* спрединг морского дна, и схоже со спредингом в районе срединно-океанических хребтов. Тыловой спрединг создает *окраинные бассейны*, такие, как Японское море. Для объяснения явления тылового спрединга предложен ряд гипотез. Согласно одной из них, благодаря погружению литосферы появляется вторичная конвективная ячейка (как показано на рис. 8.12). Другая гипотеза утверждает, что океанический желоб удаляется от близлежащего континента вследствие того, что имеет место откат погружающейся литосферы.

Выделяют несколько основных типов зон субдукции, в зависимости от того, под литосферу какого типа происходит погружение (рис. 8.13). К *окраинно-материковым* типам относятся:

- Андский (чилийский). Погружается молодая тонкая горячая литосфера. Наблюдается сжатие, горообразование. Пологое падение зоны Беньофа.
- Зондский. Отсутствуют сжимающие напряжения, нет горообразования.
- Японский. Образуется задуговой морской бассейн с океанской корой.

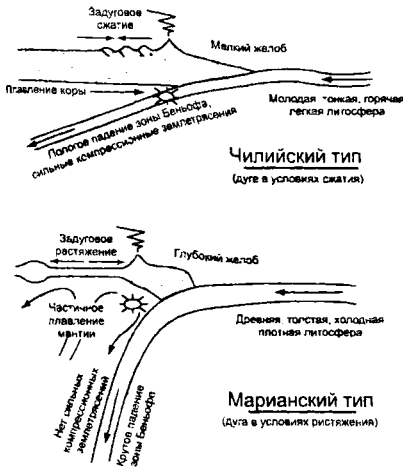
Для *океанского* (или *Марианского*) типа характерно:

- Погружается древняя холодная тяжелая литосфера. Наблюдается задуговое растяжение, крутое падение зоны Беньофа.

Выделяется также Альпинотипная (А-субдукция), или коллизия, происходящая в зоне столкновения континентов.

Океанические желоба являются областями сильнейших землетрясений. Землетрясения происходят на всех типах грани между плитами; однако самые сильные землетрясения происходят практически только в зонах субдукции и коллизии. Очаги землетрясений располагаются в зонах между опускающейся и примыкающей к ней сверху литосферными плитами. В области океанических желобов происходят глубокофокусные землетрясения с глубиной очага до 700 км. Местоположение очагов этих

Рис. 8.13. Крайние члены ряда типов зон субдукции, по (Uyeda, Kanamori, 1979, с изменениями).



землетрясений позволяет определить контуры погружающейся литосферы. На рис. 8.14 показаны конфигурации верхних границ нескольких опускающихся литосферных плит. Отмечены также положения желобов и цепей вулканических островов. Многие субдуцирующие литосферные плиты имеют угол погружения, близкий к 45° . Но у Новых Гебрид этот угол значительно больше, а у побережья Перу и северной части Чили он весьма мал.

Прослеживается определенная связь субдукции и вулканизма. Почти во всех случаях параллельно простираению океанического желоба на близком расстоянии от него тянется цепь регулярно расположенных вулканов (см. рис. 8.19). Вулканы могут образовывать островную дугу или возникать на континентальной коре. Как видно на рис. 8.14, вулканы располагаются в 125—175 км над погружающейся плитой. Значительная часть вулканических пород, излившихся из вулканов вблизи океанических желобов, имеет базальтовый состав. Однако извергается и заметное количество пород с большим содержанием кремнезема. Континентальная кора сложена преимущественно такими более кислыми породами гранодиоритового состава. Следует также отметить, что вулканические цепи смещены относительно желобов как раз настолько, что находятся непосредственно над разрывами погружающейся литосферы. Это веский аргумент пользу прямой связи вулканизма островных дуг с опускающейся литосферой.

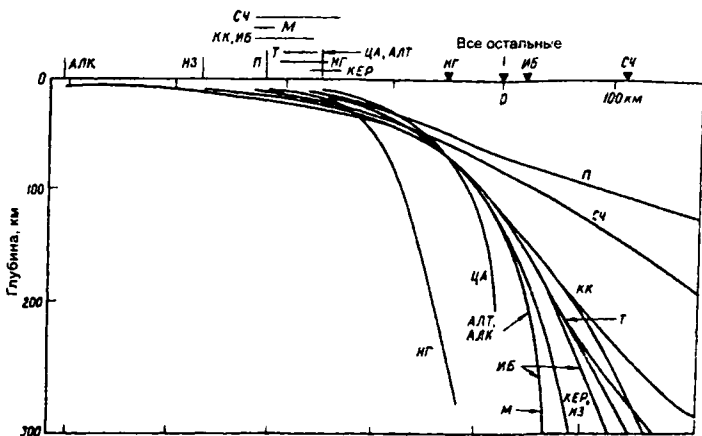


Рис. 8.14. Конфигурация верхней границы литосферных плит, погружающихся в районе некоторых океанических желобов, установленная по распределению очагов землетрясений. Сокращения названий желобов: НГ — Новогбридский, ЦА — Центральноамериканский, АЛТ — Алеутский, АПК — Аляскинский, U — Марианский, ИБ — Исузу-Бонинский, КЕР — Кермадек, НЗ — Новозеландский, Т — Тонга, КК — Курипо-Камчатский, СЧ — Севоро-Чилийский, П — Перуанский. Черными треугольниками указаны положения вулканических цепей. Те желоба, расстояние от которых до параллельных им вулканических цепей постоянно вдоль желоба, изображены вертикальными отрезками, а те, для которых это расстояние переменное, — горизонтальными, по (Теркот, Шуберт, 1985).

Возможным источником тепла, приводящего к плавлению, может быть фрикционный нагрев в зоне разлома между опускающейся литосферой и вышележащими породами мантии.

Тепловая модель погружающегося литосферного блока (слеба) зависит от теплофизических свойств среды, возраста погружающейся литосферы и скорости субдукции: для «быстрых» и древних плит погружающийся слоб прогревается медленно, для молодых и «медленных» — быстро (рис. 8.15). Подобная тепловая структура согласуется с сейсмотомографическим изображением зон субдукции.

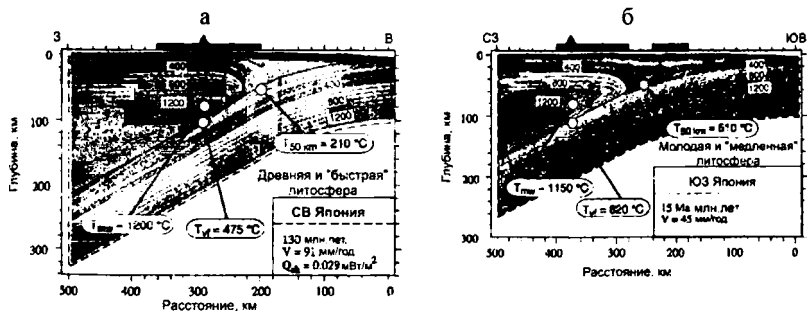


Рис. 8.15. Тепловая модель зон субдукции (а) древней и «быстрой» литосферы, (б) молодой и «медленной» литосферы, по (Peacock, 1996).

8.6. Трансформные разломы и тройные сочленения

Еще одним типом границ плит являются *трансформные разломы*, по которым плиты скользят относительно друг друга. Система океанических хребтов как граница наращивания не является непрерывной; ее можно представить себе в виде отдельных сегментов, смещенных друг относительно друга в поперечном направлении и соединенных трансформными разломами (рис. 8.1). Сегменты хребтов лежат почти перпендикулярно направлению спрединга, а трансформные разломы параллельны этому направлению. На рис. 8.16 показана батиметрия трансформного разлома Восточно-Тихоокеанского хребта.

Схема движения по трансформным разломам приведена на рис. 8.17а. Относительная скорость бортов трансформного разлома равна удвоенной скорости спрединга. Вследствие того, что на протяжении трансформного разлома между соседними участками хребта смежные плиты движутся навстречу друг другу, в зоне разлома наблюдается сейсмическая активность (рис. 8.17б), глубина очага небольшая. Между бортами трансформного разлома происходят и относительные вертикальные перемещения. Продолжение линии трансформного разлома за его пределы указывает зоны разлома (рис. 8.17,а). Эти зоны часто представляют собой глубокие долины, прорезающие океаническое дно.

Граница между плитами может оканчиваться только на другой границе; при этом возникает *тройное сочленение*. Поскольку границы между плитами бывают трех типов — хребты, желоба и

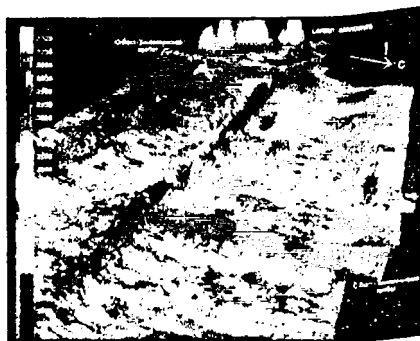


Рис. 8.16. Батиметрия трансформного разлома Восточно-Тихоокеанского хребта, по (Macdonald et al., 1998).

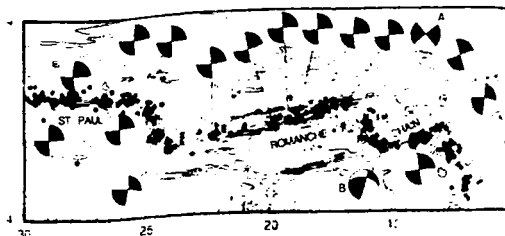
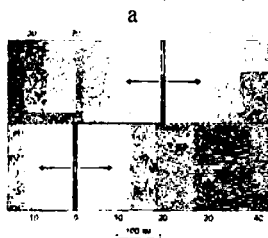


Рис. 8.17. Трансформные разломы. (а) схема трансформного разлома, соединяющего два сегмента хребта, числами и цветом показан возраст коры; (б) сейсмичность трансформных разломов Центральной Атлантики, по (Engeln et al., 1986).

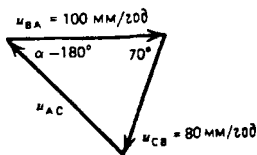
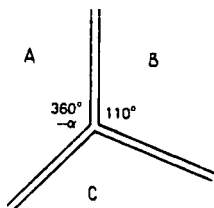


Рис. 8.18. Тройное сочленение. (а) схема тройного сочленения типа X — X — X трех хребтов, являющихся границами плит А, В, С; (б) векторы относительных скоростей движения плит.

трансформные разломы, — в принципе может иметься 10 типов тройных сочленений. Однако некоторые из них, например сочленение трех трансформных разломов, невозможны.

Необходимое условие существования тройного сочленения состоит в том, чтобы векторы относительных скоростей трех пар плит образовывали замкнутый треугольник. Для многих типов тройных сочленений это условие требует специальной ориентации границ между плитами (рис. 8.18).

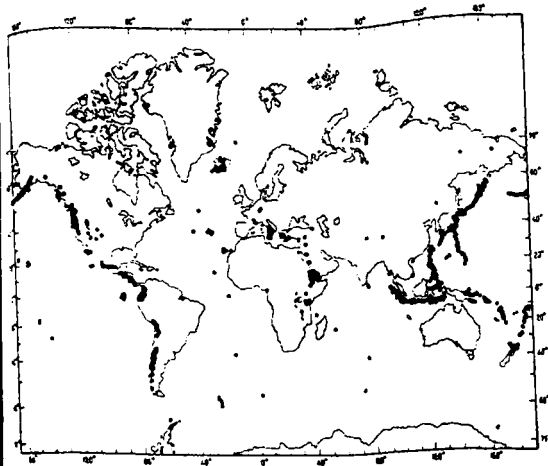


Рис. 8.19.
Распределение на
Земле действующих
вулканов.

8.7. Вулканизм и горячие точки

Выше отмечалось, что большая часть вулканизма связана с границами плит (рис. 8.19). Вдоль мировой системы океанических хребтов происходят непрерывные вулканические извержения, благодаря которым постоянно образуется базальтовая океаническая кора толщиной — 6 км. На данной карте среди действующих вулканов показана лишь незначительная часть вулканов океанических хребтов; это связано с тем, что вулканизм хребтов происходит на океаническом дне, где непосредственно наблюдать его весьма. На рис. 8.19 хорошо видны линейные цепи действующих вулканов, расположенных позади океанических желобов.

Однако вулканизм наблюдается не только на границах, но и во внутренних областях. Ярким примером внутриплитового вулканизма являются Гавайские острова. Действующие вулканы расположены в конце цепи островов и подводных гор, которая тянется до Алеутских островов (рис. 8.20а). Примечательно распределение возрастов изверженных пород в цепи вершин Гавайского и Северо-Западного хребтов (рис. 8.20б). В направлении на юго-восток породы становятся все молодыми.

Согласно одной из гипотез, это объясняется тем, что острова и подводные горы данной цепи возникали на плите один за другим над одной и той же точкой мантии по мере того, как плита перемещалась

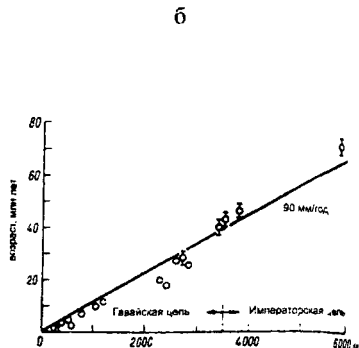
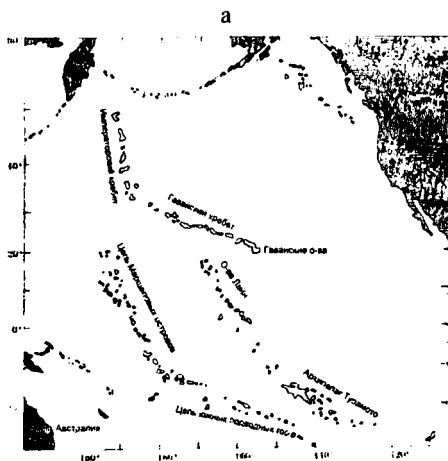


Рис. 8.20. (а) Цепь островов и подводных гор Гавайского архипелага, Императорского хребта и других цепочек островов Тихого океана, по (Dalrymple et al, 1973), (б) возраст t вулканических пород островов и подводных гор в зависимости от расстояния до центра активного вулканизма на о. Гавайи.

над этой областью, называемой *горячей точкой*. Одним из возможных объяснений внутриплитового вулканизма горячих точек может быть частичное плавление поднимающейся струи горячего мантийного вещества (схематично показано на рис. 8.2). Плавление, происходящее при снятии давления, вызывает появление вулканов на поверхности. В настоящее время эта область находится под островом Гавайи, являющимся центром активного вулканизма.

По распределению возрастов островов и подводных гор в зависимости от расстояния до начала цепи (рис. 8.20б можно определить скорость движения плиты над аномалией плавления, которая оказывается равной 90 мм/год. Излом, наблюдаемый при переходе от цепи Гавайского архипелага к цепи Императорских гор, связан, по-видимому, с изменением направления движения плиты. С этой гипотезой неплохо согласуются направления других цепочек островов Тихого океана, имеющих соответствующий возраст (рис. 8.20а).

Расположение горячих точек на поверхности нашей планеты приведено на рис. 8.21. В их распределении по поверхности не

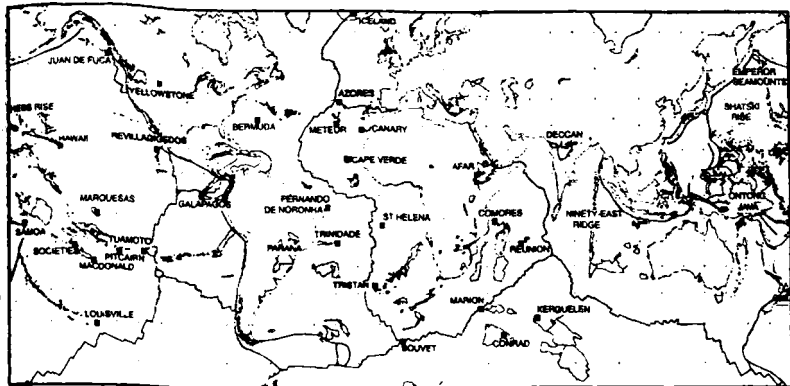


Рис. 8.21. Распределение горячих точек (серые квадраты) и связанных с ними вулканических цепочек на поверхности Земли, по (Norton, 2000).

удается выявить закономерностей. Горячие точки имеются как в океанах, так и на континентах. В то же время они распределены по поверхности Земли далеко не равномерно. Горячие точки многочисленны в Африке и относительно редки в Южной и Северной Америке, Европе и Азии. В некоторых случаях вулканизм горячих точек создает породы, возраст которых увеличивается с удалением от активной горячей точки, как у Гавайских островов. Однако в других случаях такой вулканизм оказывается довольно случайно распределен по пространству и характеризуется произвольным распределением во времени.

В построениях тектоники плит горячие точки имеют большое значение. Часто предполагают, что восходящие струи вещества, с которыми они связаны, поднимаются с больших глубин, возможно с границы мантии и ядра. Кроме того, предполагается, что они устойчивы и образуют «жесткую» систему, играющую роль системы отсчета при вычислении движений плит. Однако эти положения в настоящее время часто подвергаются критике. Существуют определенные трудности в согласовании конвективных движений в мантии и существовании устойчивой системы восходящих струй.

На границах плит и в других областях вулканической активности поверхностный тепловой поток обычно намного превышает приведенное выше среднее значение (см. главу 6, рис. 6.2). Высокое тепловыделение может объясняться либо тонкостью литосферы (срединно-океанические хребты), либо миграцией магмы сквозь

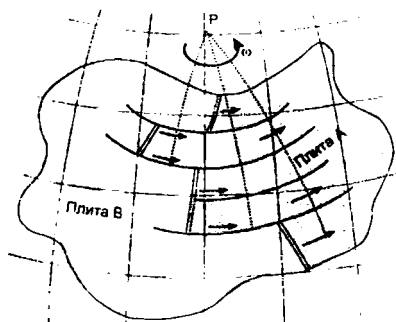


Рис. 8.22. Движение плиты А относительно плиты В. Движение можно рассматривать как вращение с угловой скоростью ω относительно полюса вращения Р. Сдвоенные линии — отрезки хребта. Стрелками показано направление движения.

относительно толстую литосферу (зоны субдукции, горячие точки). Вследствие охлаждения океанической литосферы по мере отодвигания от океанического хребта тепловой поток с океанического дна систематически уменьшается при увеличении возраста дна (рис. 6.3). С вулканизмом четко коррелирует также деятельность горячих источников.

8.8. Движения плит

8.8.1. Тектоника на сфере

В тектонике плит разработан аппарат для описания относительных смещений плит. Для этого используют *теорему Эйлера*, согласно которой любую «прямую» (то есть отрезок дуги большого круга), проведенную на сфере, можно перевести в любое другое положение и ориентацию на этой сфере путем *поворота* на некоторый угол (*угол Эйлера*) вокруг оси, проходящей через центр сферы.

В приложении к движению жестких поверхностных плит эта теорема означает, что плита может быть передвинута по сфере в любое новое положение посредством некоторого вращения вокруг оси, однозначно определяемой исходным и конечным положениями плиты. Точка пересечения такой оси с поверхностью Земли называется *полюсом вращения*. Это иллюстрирует рис. 8.22, на котором показана плита А, вращающаяся относительно плиты В против часовой стрелки. Отдельные сегменты хребта лежат на «меридианах», проходящих через полюс вращения Р, а трансформные разломы — на «параллелях» с центром в полюсе вращения.

Относительное движение двух смежных плит полностью определяется заданием координат (широты и долготы) полюса вращения и угловой скорости вращения ω . Положение полюса вращения можно найти по ориентации гребней хребтов, полосовых магнитных аномалий и трансформных разломов. Угловую скорость вращения можно вычислить, исходя из скоростей спрединга, определенных по ширине полосовых магнитных аномалий, и из условия сохранения площади поверхности.

Скорость u относительного движения плит в произвольной точке их границы равна

$$u = \omega a \sin \delta,$$

где a — радиус Земли, δ — угловая мера дуги большого круга между полюсом вращения P и выбранной точкой.

8.8.2. Геологические модели движения плит

В настоящее время чаще используют значения угловых скоростей движения плит в системе отсчета, связанной с «горячими точками» (т.н. абсолютные скорости). Модель NUVEL-1 представляет собой современную геологическую модель скоростей движения плит, усредненных за последние 5.8 млн. лет (DeMets et al., 1994). Существуют и другие варианты модели NUVEL: NUVEL-1A (DeMets et al., 1990), модель без вращения системы отсчета (No Net Rotation) NNR-NUVEL-1 (Argus, Gordon, 1991), NNR-NUVEL-1A (DeMets et al. 1994), HS-NUVEL-1 (Gripp, Gordon, 1990). Скорости абсолютного движения основных плит по модели HS3-NUVEL-1A в системе отсчета, связанной с неподвижными горячими точками (Gripp, Gordon, 2002), показаны на рис. 8.23. Семейство моделей NUVEL представлено на сайте <http://dgfi2.dgfi.badw-muenchen.de/geodis/GDYN/nuvel1.html>.

8.8.3. Современные горизонтальные движения

В настоящее время методы космической геодезии, в частности, GPS (глобальная система позиционирования) позволили определить современные движения плит в абсолютной системе отсчета (относительно удаленных объектов — квазаров). Результаты этих измерений представлены на рис. 8.24. Главным результатом этих исследований является инструментальное подтверждение дрейфа континентов. Отметим также, что скорости движения плит,

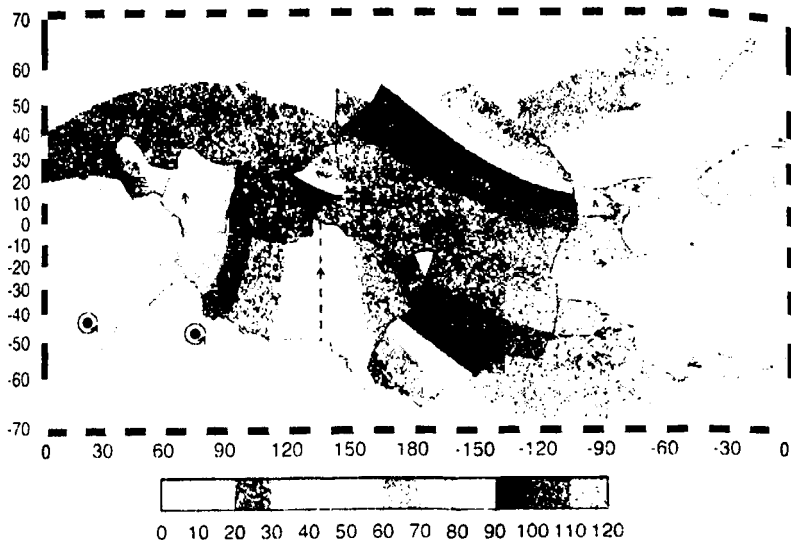


Рис. 8.23. Угловые скорости (оттенками серого) и направления (стрелки) движения основных плит по модели HS3-NUVEL-1A в системе отсчета, связанной с неподвижными горячими точками, по (Gripp, Gordon, 2002). Пунктиром показаны «экваторы» для полюсов вращения. Черными крутами показаны полюсы для Африканской и Антарктической плит, расположенные внутри самих плит.

полученные по геологическим данным (NUVEL и др.) и по данным GPS в целом хорошо соответствуют друг другу. Основные различия наблюдаются в зонах активных межплитных и внутриплитных деформаций, для которых постулат жесткости плит очевидно не выполняется.

8.8.4. Палеогеодинамические реконструкции

Имеются многочисленные свидетельства того, что значительные перемещения континентов происходили и в геологическом прошлом Земли. Прежде всего, это палеомагнитные реконструкции, методика которых описана в главе 7. Положения континентов, по меньшей мере, за последние 150 млн. лет можно восстановить по распределению полосовой намагниченности океанического дна. Поскольку участков дна с возрастом древнее 150 млн. лет почти нет, реконструкция положений континентов в

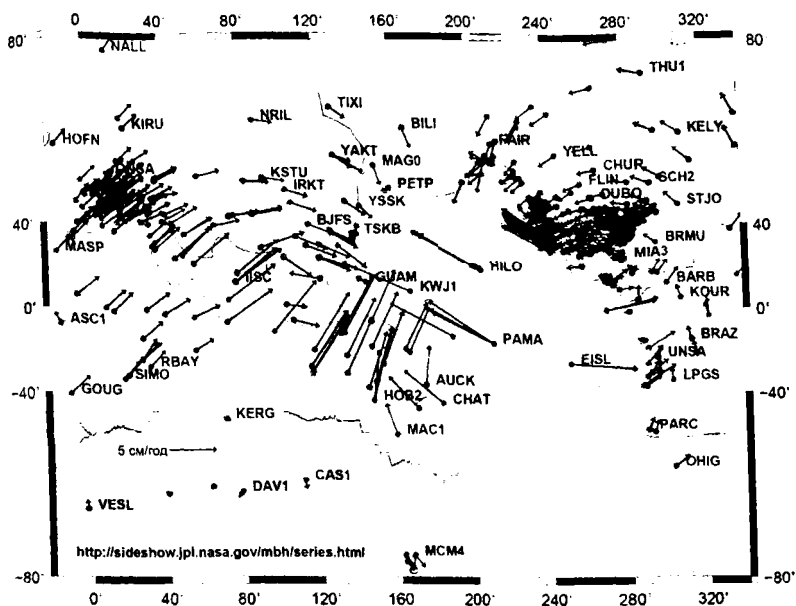


Рис.8.24. Скорости горизонтальных смещений земной поверхности по данным GPS в системе ITRF2005, на эпоху 2007 г., по <http://sideshow.jpl.nasa.gov>. Показаны границы основных плит.

более ранние периоды основывается главным образом на палеомагнитных исследованиях континентальных пород. Имеется также много других источников информации, используемых для целей палеогеодинамических реконструкций. Например, расположение океанических желобов и зон столкновений континентов можно определить по датированным горообразовательным процессам.

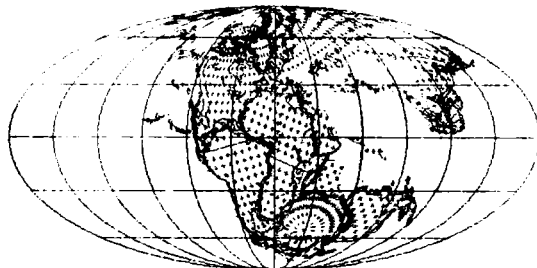
Дополнительный контроль принадлежности регионов в прошлом к одинаковой широте дают пространственные распределения ископаемых остатков, следов оледенений и морфологических структур.

Реконструкции положений континентов за последние 700 млн. лет, проведенные Скотизом, представлены на рис. 8.25, по (PALEOMAP Project, <http://www.scotese.com>). Достоверность реконструкций падает при углублении в геологическое прошлое.

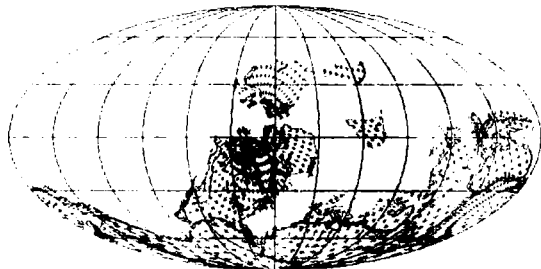
50



200



400



700

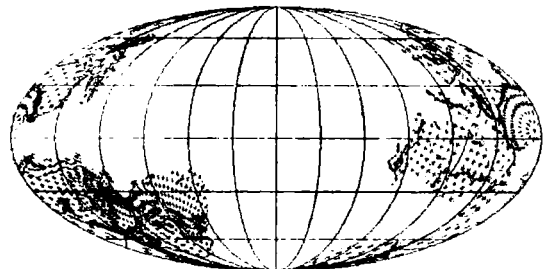


Рис. 8.25. Реконструкция взаимного расположения континентов за последние 700 млн. лет, проведенные Скотизом, по (PALEOMAP Project, <http://www.scotesc.com>), цифрами показано время реконструкции.!!

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. Болт Б. В глубинах Земли. О чем рассказывают землетрясения. М., Мир, 1984. 189 с.
2. Ботт М. Внутреннее строение Земли. М., Мир, 1974. 374 с.
3. Браун Д., Массет А. Недоступная Земля. М., Мир, 1984. 262 с.
4. Буллен К.Е. Плотность Земли. М., Мир, 1978. 444 с.
5. Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М., Наука, 1983.
6. Жарков В.Н. Геофизические исследования планет и спутников. Москва, ОИФЗ РАН, 2003.
http://www.scgis.ru/russian/cp1251/h_dgggms/1-2003/scpub-3.htm#begin
7. Жарков В.Н., Трубицын В.П., Самсоненко Л.В. Физика Земли и планет. Фигуры и внутреннее строение. М., Наука, 1971. 384 с.
8. Короновский Н.В. Общая геология. М.: Книжный дом Университет, 2006. 560 с.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.6. Гидродинамика. М., Наука, 2001 г., 736 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.7. Теория упругости. М., Наука, 2003 г. 246 с.
11. Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М., МГУ, 2006. 380 с.
12. Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М., Недра, 1965. 380 с.
13. Общая геофизика. / Ред. В.А. Магницкий. М., МГУ, 1995. 317 с.
14. Орленок В.В. Основы геофизики. Калининград, 2000. 446 с.
15. Пантелеев В.Л. Физика Земли и планет. Курс лекций.
<http://geo.web.ru/db/msg.html?mid=1161600&uri=index.html>.
16. Стейси Ф. Физика Земли. М., Мир, 1972. 344 с.
17. Стронгий В.В., Стронгий Г.А. Физика Земли. Якутск, 2000.
18. Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика. В 2-х т. М., Мир, 1985. 725 с.
19. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М., Наука, 1966, 724 с.
20. Anderson D.L. Theory of the Earth. Blackwell Scientific Publications, 1989. 366 p.

21. Butler R.F. Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes. 1998. <http://paleomag.ifz.ru/soft.html>
22. Fowler C.M.R. The Solid Earth: An Introduction to Global Geophysics. Cambridge University Press, New York, 2005. 685 p.
23. Global Earth Physics. Handbook of Physical Constants. Washington, AGU. 1995. <http://www.agu.org/reference/geophys.html>
24. Lowrie W. Fundamentals of Geophysics. Cambridge University Press, New York, 2007. 348 p.
25. Stacey F.D. Physics of the Earth. Brisbane, Brookfield Press, 1992. 513 p.

Дополнительная литература к главе 1

26. Соловьев А.В. Изучение тектонических процессов в областях конвергенции литосферных плит методами трекового датирования и структурного анализа. Диссертация на соискание ученой степени доктора геол.-мин. наук. Москва, 2005. (<http://flab.ginras.ru/>)
27. Faure G. Principles of isotope geology. 2nd edn. New York: John Wiley, 1986. 589 p.
28. Fitch F.G., Miller J.A., Hooker P.J. Single whole rock K-Ar isochrones. // Geol Mag., 1976, v.113, pp.1-10.
29. Moorbath S., O'Nions R.K., Pankhurst R.J., Gale N.H., McGregor V.R. Futher rubidium-strontium age determination on the very early Precambrian rocks of the Godthaab district, West Greenland. // Nature Phys.Sci., 1972, v. 240, pp.78-82.
30. Price P.B., Walker R.M. Fossil tracks of charged particles in mica and the age of minerals. // J.Geophys.Res. 1963, v.68, pp.4847-4862.
31. Rosholt J.N., Zartman R.E., Nkomo I.T. Lead isotope systematics and uranium depletion in Granite Mountains, Wyoming. // Geol.Soc.Am.Bull, 1973, v.84, pp.989-1002.

Дополнительна литература к главе 2

32. Берзон И.С., Епинатьева А.М., Парийская Г.Н., Стародубровская С.П.. Динамические характеристики сейсмических волн в реальных средах. Ин-т физики Земли им. О.Ю.Шмидта АН СССР. 1962, 512 с.
33. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. В 2-х т. М., Мир, 1969.
34. Никонов А.А. Голоценовые и современные движения земной коры: Геолого-геоморфологические вопросы. М., Наука, 1977, 240 с.
35. Реология. Теория и приложения. Под ред Ф. Эйриха. М., Изд. иностр. лит., 1962. 824 с.
36. Cloeting S., Burov E.B. Thermomechanical structure of European continental lithosphere: constraints from rheological profiles and EET estimates. // Geophys.J.Int., 1996, v.124, №3, pp.695-723.
37. Johansson J. M. Davis J. L., Scherneck H.-G., Milne G.A., Vermeer M., Mitrovica J. X., Bennett R.A., Jonsson B., Elgered G., Elosegui P., Koivula H., Poutanen M., Ronnang B.O., Shapiro I. I. Continuous GPS measurements of postglacial adjustment in Fennoscandia. 1. Geodetic results. // J. Geophys. Res., 2002, v.107, B8, pp.ETG 3-1 – ETG 3-27.

38. Simons M., Hager B.H. Localization of the gravity field and the signature of glacial rebound. // *Nature*, 1997, v.390, pp.500-504.

Дополнительная литература к главе 3

39. Грушинский Н. П., Грушинский А. Н. В мире сил тяготения. М. Недра. 1985 г. 151 с.
40. Bowin C. Mass anomaly structure of the Earth. // *Rev.Geophys.*, 2000, v.38, pp.355-387.
41. EGM96. <http://cdis.gsfc.nasa.gov/926/egm96/egm96.html>
42. Hartley R., Watts A.B., Fairhead J.D. Isostasy of Africa. // *Earth and Planetary Science Letters*. 1996, v.137, 1-4, pp.1-18.
43. King-Hele D.G. The shape of the Earth. // *Royal Aircraft Establishment Technical Memorandum Space*, 1969, v 130. pp. 1-10.

Дополнительная литература к главе 4

44. Касахара К. Механика землетрясений. М., Мир, 1985. 264 с.
45. Frohlich C., Davis S.D. Teleseismic b-values; or, much ado about 1.0. // *J.Geophys.Res.*, 1993, v.98, pp.631-644.
46. Henry C., Das S. Aftershock zones of large shallow earthquakes: fault dimension, aftershock area expansion and scaling relations. // *Geoph.J.Int.*, 2001, v.147, pp.272-293.
47. Holbrook W.S., Money W.D., Christensen N.I. The seismic velocity structure of deep continental crust. In: *Continental Lower Crust. Developments in Geophysics. №23*. Amsterdam, Elsevier, pp.1-43.
48. Mueller S. A new model of the continental crust. In: *Geophysical Monograph 20: The Earth's Crust*, ed. J. G.Heacock, Washington, DC: American Geophysical Union, 1977. pp. 289-317.
49. *New Manual of Seismological Observatory Practice*. Ed. P.Bormann. IASPEI, Geoforschungszentrum Potsdam, 2002.
50. Nowroozi A.A. On linear relations between mb and Ms for discrimination between explosions and earthquakes. // *Geophys.Roy.Astr.Soc.*, 1986, v.86, pp.678-699.
51. Stern R.J., Subduction zones. // *Rev. Geophys.*, 2002, vol.40, №4, 1012, doi:10.1029/2001RG000108.

Дополнительная литература к главе 5

52. Андерсон Д.Л., Дзевонски А.М. Сейсмическая томография. // *В мире науки*. 1984, №12, с.16-25.
53. Короновский Н. В. Сейсмическая томография. // *Соросовский образовательный журнал*. 2000, 6, 11, с.63-68.
54. Dziewonski A.M., Woodhouse J.H. Global images of the Earth's interior. // *Science*, 1987, 236, p.37-48.
55. Fukao Y., Maruyama S., Obayashi M., Inoue H. Geologic implication of the whole mantle P-wave tomography. // *Jour. Geol. Soc. Japan*, 1994, v. 100, №1, p. 4-23.
56. Grand S.P., van der Hilst R.D., Widiyantoro S. Global seismic tomography: A snapshot of convection in the Earth. *GSA Today*, 1997, 7, pp.1-7.
57. Gung Y., Romanowicz B. Q tomography of upper mantle using three component seismic waveforms. // *Geophys.J.Int*, 2004. v. 157. p. 813-830.

58. Ludwig W.J., Nafe J.E., Drake C.L. Seismic refraction. In: *The Sea*, 1970, vol.4, Part 1. New York: Wiley-Interscience, pp.53-84.
59. Masters G. The Scripps 3D Mantle Models. 2003, <http://mahi.ucsd.edu/Gabi/3dmodels.html>.
60. Masters G., Laske G., Bolton H., Dziewonski A. The relative behavior of shear velocity, bulk sound speed and compressional velocity in mantle: implications for chemical and thermal structure. In: *Earth deep interior*, AGU Monograph 117, 2000, pp.63-87.
61. *New Manual of Seismological Observatory Practice*. Ed. P.Bormann. IASPEI, GeoForschungsZentrum Potsdam, 2002.
62. Olson P., Silver P.G., Carlson R.W. The large-scale structure of convection in the Earth's mantle. // *Nature*, 1990. v. 344, p.209-215.
63. REM (Reference Earth Model) analysis website. <http://cfauvcs5.harvard.edu/lana/rem/index.htm>.
64. Romanowicz B., Gung Y. Mega-upwellings from the core mantle boundary to the lithosphere: implications for heat flux. // *Science*, 2002, v.296, pp.513-516.
65. Stern R.J. Subduction zones. // *Rev. Geophysics*, 2002, v.40, №4, 1012, doi:10.1029/2001RG000108.
66. Tooley R.D., Spencer T.W., Sagoci H.F. Reflection and transition of plane compressional waves. // *Geophysics*, 1965, v.30, pp.552-570.
67. Gu Y.J., Dziewonski A.M., Su W., Ekstrom G. Models of the mantle shear velocity and discontinuities in the pattern of lateral heterogeneities. // *Journal of Geophysical Research*, 2001, v.106, B6, pp.11169-11199.

Дополнительная литература к главе 6

68. Jessop A.M. *Thermal geophysics, Developments in solid earth geophysics 17*. Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam, 1990, 306 pp.
69. McKenzie D.P. The Earth mantle. *Sci. Am*, 1983, v.249, №3, pp.66-113.
70. Morgan P. The thermal structure and thermal evolution of the continental lithosphere. In: *Structure and evolution of the continental lithosphere, Physics and chemistry of the earth 15*. Ed. by H. N. Pollack and V. R. Murthy, pp. 107-193. Pergamon Press, Oxford, 1984.
71. *New Global Heat Flow Compilation*. Pollak H. N., Hurter S. J., Johnson J. R. Department of Geological Sciences, University of Michigan, U.S.A.. March, 1991. http://www.wdcb.ru/sep/data/GLOBAL_HF.
72. Pollack H. N., Chapman D. S. On the regional variation of heat flow, geotherms, and the thickness of the lithosphere. // *Tectonophysics*, 1977, v.38, pp.279-296.
73. Pollack H.N., Hurter S.J., Johnson J.R. Heat flow from the Earth's interior: analysis of the global data set. // *Rev.Geophys.*, 1993, vol.31, pp.267-280.
74. Schubert G., Turcotte D.E., Olson P. *Mantle convection in the Earth and Planets*. London: New York: Cambridge Univ. Press, 2001. I-XV. 940 p.
75. Stein C.A., Stein S. A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age. // *Nature*, 1992, v.359, pp.123-129.

Дополнительная литература к главе 7

76. Глацмайер Г., Олсон П. Изучение геодинамики. // *В мире науки*. 2005, № 7, с. 29-35.
77. Ковтун А.А. Электропроводность Земли. // *Соросовский образовательный журнал*. 1997, т.3, №10, с.111-117.

78. Харленд У.Б., Кокс А.В., Ллевеллин П.Г. и др. Шкала геологического времени. М.: Мир, 1985. 141 с.
79. Achache J., Le Mouél J.L. Courtillot V. Longperiod variations and mantle conductivity: an inversion using Bailey's method. // *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 1981, vol.65, pp.579-601.
80. Bullard E.C. Electromagnetic induction in the Earth. // *Q.J.Roy.Astr.Soc.*, 1967, vol.8, pp.143-160.
81. Bullard E.C., Freedman C., Gellman H., Nixon J. The westward drift of the Earth's magnetic field. // *Phil.Trans.Roy.Soc.*, 1950, vol. 243, pp. 267-292.
82. Glatzmaier G.A., Roberts P.H. A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle. *Phys.Earth Planet.Int.*, 1995, vol.91, pp.63-75.
83. Glatzmaier G.A., Coe R.S., Roberts P.H. The role of the Earth's mantle in controlling the frequency of geomagnetic reversals. *Nature*, 1999, vol.401, pp.885-890.
84. Heirtzler J.R., Dickson G.O., Herron E.M., Pitman W.C. III, Le Pichon X. Marine magnetic anomalies, geomagnetic field reversals, and motions of the ocean floor and continents. // *J. Geophys. Res.*, 1968, vol. 73, 2119-2136.
85. International Geomagnetic Reference Field <http://modelweb.gsfc.nasa.gov>.
86. Levy E.H. Generation of planetary magnetic fields. // *Ann.Rev.Earth Planet.Sci*, 1976, vol.4, pp.159-185.
87. Levy E.H. Dynamo magnetic field generation. *Rev.Geophys.Space Phys.*, 1979, vol.17, pp.277-281.
88. Malin S., Bullard E. The direction of the Earth's magnetic-field at London, 1570-1975. // *Phil.Trans.Roy.Soc.*, 1981, vol.299, pp.357.
89. Maus S., Sazonova T., Hemant K., Fairhead J.D., Ravat D., National Geophysical Data Center candidate for the World Digital Magnetic Anomaly Map. // *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 2007 vol.8, Q06017. doi:10.1029/2007GC001643.
90. McDonald K.L. Penetration of the geomagnetic secular field through a mantle with variable conductivity. // *J. Geophys. Res.*, 1957, vol.62, pp.117-141.
91. McElhinny M.W. *Paleomagnetism and Plate Tectonics*. Cambridge University Press, New York, 1973. 358 pp.
92. Merrill R.T., McElhinny M.W. *The Earth's Magnetic Field, Its History, Origin, and Planetary Perspective*, Acad. Press, 1983, 401 pp.
93. Muller R.D., Giana C., Roest W., Clark S.P., Sdrolias M. The evolution of global oceanic crust from Jurassic to present day: a global data integration. In: *AGU Fall Meeting Abstract*. Washington, AGU, 2002.
94. Ogg J.G. Magnetic Polarity Time Scale of the Phanerozoic. In: *Global Earth Physics. Handbook of Physical Constants*. Washington, AGU. 1995. pp.240-270.
95. Pitman W.C., Talwani M. Sea-floor spreading in the North Atlantic. // *Geol. Soc. Am. Bull.*, 1972, vol.83, pp.619-646.
96. Rikitake T. Oscillations of a system of disc dynamos. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 1958, vol.54, pp.89-105.
97. Van der Voo R. Phanerozoic paleomagnetic poles from Europe and North America and comparisons with continental reconstructions. // *Rev. Geophys.*, 1990, vol.28. pp.167-206.
98. Williams G.E. Tidal Rhythmites: Key to the History of the Earth's Rotation and the Lunar Orbit // *J. Phys. Earth*, 1990, vol.38. pp. 475-491.
99. Williams G.E. Geological constraints on the Precambrian history of Earth's rotation and the Moon's orbit. // *Rev. Geophysics*, 2000, vol. 38, pp.37-59.

Дополнительная литература к главе 8

100. Anderson D.L. Lithosphere, asthenosphere, and perisphere. // *Reviews of Geophysics*, 1995, vol.33, #1, pp.125-149.
101. Argus D.F., Gordon R.G. No-net-rotation model of current plate velocities incorporating plate motion model NUVEL-1. // *Geophys. Res. Lett.*, 1991, vol.18, pp. 2039-2042.
102. Bird P. An updated digital model of plate boundaries. // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2003, vol.4, #3, doi:10.1029/2001GC000252.
103. De Mets C., Gordon R.G., Argus D.F., Stein S. Current plate motions. // *Geophys. J. Int.*, 1990, vol.101, pp.425-478.
104. De Mets C., Gordon R.G., Argus D.F., Stein S. Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motions. // *Geophys. Res. Lett.*, 1994, vol. 21, #20, pp.2191-2194.
105. Engeln J.F., Weins D.A., Stein S. Mechanisms and depths of Mid-Atlantic Ridge transform faults. // *J. Geophys. Res.*, 1986, vol.91, pp.548-578.
106. Gripp A.E., Gordon R.G. Current plate velocities relative to the hotspots incorporating the NUVEL-1 global plate motion. // *Geophys. Res. Lett.*, 1990, vol.17, pp.1109-1112.
107. Gripp A.E., Gordon R.G. Young tracks of hotspots and current plate velocities. // *Geophys. J. Int.*, 2002, vol.150, pp.321-361.
108. MacDonald K.C., Fox P.J., Perram L.J., Eisen M.F., Haymon R.M., Miller S.P., Carbotte S.M., Cormier M., Shor A.N. A new view of the midocean ridge from the behavior of ridge-axis discontinuities. // *Nature*. 1988, vol.335, pp.217-225.
109. Mooney W.D., Laske G., Masters T.G. CRUST 5.1: a global crust model at 5° x 5°. *J. Geophys. Res.*, 1998, vol.103, pp.727-747.
110. Norton I.O. Global hotspot reference frames and plate motion. // *Geophysical Monograph.*, 2000, vol.121, pp.339-57.
111. Peacock S.M., Thermal and petrologic structure of subduction zones. In *Subduction: Top to Bottom*. *Geophys. Monogr. Ser.* Ed. by G. E. Bebout et al.. AGU, Washington D. C., 1996, vol. 96, pp. 119-133.
112. Prawirodirdjo L., Bock Y. Instantaneous global plate motion model from 12 years of continuous GPS observations. // *J. Geophys. Res.*, 2004, vol.109, B08405, doi:10.1029/2003JB002944.
113. Sclater J.R., Parson B, Jaupart C. Oceans and continents: similarities and differences in the mechanisms of heat loss. // *J. Geophys. Res.*, 1981, vol.86, pp.11535-11552.
114. Stern R. J., Subduction zones. // *Rev. Geophys.*, 2002, vol.40. №4, 1012. doi:10.1029/2001RG000108.

Отпечатано в ООО «ИПЦ „Маска“»

Москва, Научный проезд, 20.

Тел. (495) 510-32-98

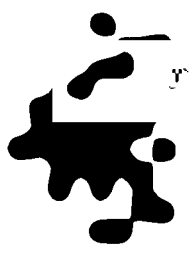
www.maska.su, info@maska.su

240

20

68

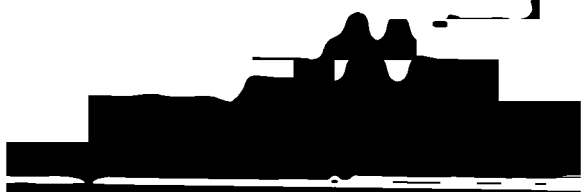
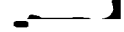
20



20

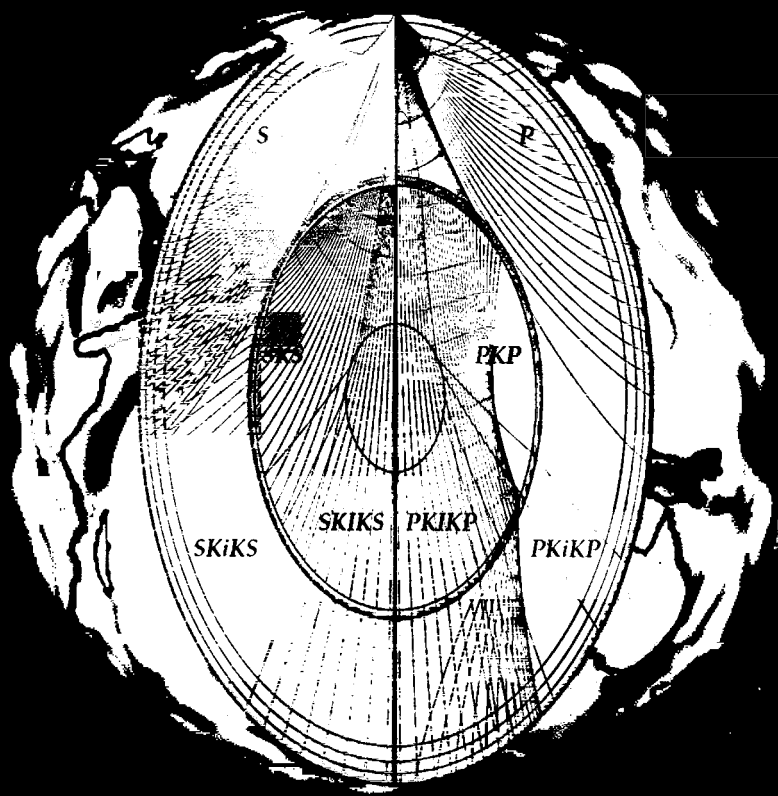


20



В.С.Захаров, В.Б.Смирнов

Лекции по физике Земли



3 П П
3-382

В.С.Захаров, В.Б.Смирнов.
Лекции по физике Земли

Научная библиотека МГУ



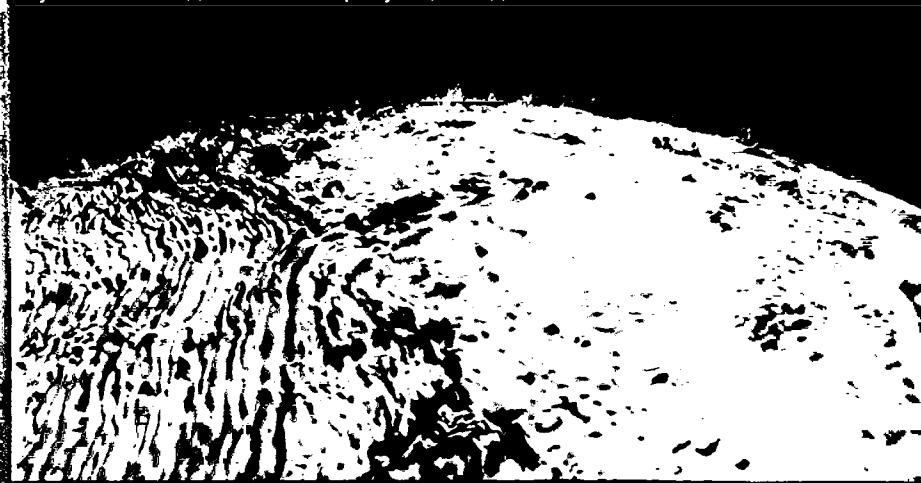
19004357

Книга представляет собой введение в проблематику, которой занимается физика Земли, рассматривает основные методы изучения строения Земли и процессов, протекающих в ней. В настоящем курсе лекций представлены все основные разделы физики Земли: геохронология, теория гравитационного поля и фигуры Земли, сейсмология, геотермия, теория магнитного поля Земли, теория эволюции и современной динамики Земли. Приведены также необходимые сведения из механики сплошной среды, реологии и физики твердого тела. В основу изложения материала положено традиционное для физики Земли рассмотрение физических основ явлений и процессов.

Пособие составлено на основе лекций, которые авторы читают в университете «Дубна» и на геологическом факультете МГУ.

Пособие предназначено для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности "Геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых" и «Геофизические методы исследования скважин».

Книга представляет интерес для широкого круга студентов и аспирантов геолого-геофизического направления, а также для специалистов в области наук о Земле и для всех интересующихся данной тематикой.



На первой странице обложки – гравитационное поле Земли по GRACE Gravity Model 0 (GGM02) и сейсмические лучи, проходящие через Землю.

На второй странице – магнитные аномалии в северной Атлантике по модели EMAG2.

В.С.Захаров, В.Б.Смирнов
Легкий пол в зиме