

**В. В. Орленок**

**ОСНОВЫ ГЕОФИЗИКИ**

**Калининград**

2000

В. В. Орленок

# ОСНОВЫ ГЕОФИЗИКИ

Рекомендовано научно-методическим Советом  
по географическому образованию УМО университетов  
России в качестве учебного пособия для географических  
и экологических специальностей высших учебных заведений.

Калининград

2000

УДК 550.3  
ББК 26.2  
О661

*Рецензенты:*

Д-р геол.-минерал. наук, профессор факультета  
географии и геоэкологии Санкт-Петербургского  
государственного университета

*Ю.П. Селиверстов*

Д-р геогр. наук, профессор географического факультета  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова

*К. Н. Дьяконов*

**Орлёнок В.В.**

О661 Основы геофизики: Учеб. пособие. – Калининград, 2000. – 446 с.  
ISBN

Даны основы теории физических полей Земли - магнитного, гравитационного и сейсмических, методы их наблюдения и интерпретации для изучения строения земной коры на суше и на море.

Рассмотрено внутреннее строение и физическое состояние вещества в недрах Земли, планет и звезд. Обосновываются представления о единстве химического состава протовещества во всех объектах Солнечной системы и окружающем космическом пространстве, звездный и планетный пути эволюции протовещества. Показано, что своеобразие физических полей определяется термодинамикой недр космических образований, которая в свою очередь зависит от величины исходной массы протовещества. Новые данные о строении и эволюции Земли основаны на найденных автором статьях водного баланса эндогенных поступлений и фотолитических потерь. Рассмотрена история планетарной воды и основные этапы эволюции географической оболочки.

Информация о планетарном и звездном состоянии вещества исследуется прежде всего с позиций и под углом зрения земных географических и геолого-геофизических проблем.

Предназначено для студентов географических и геологических факультетов университетов.

УДК 550.3  
ББК 26.2

ISBN

© Янтарный сказ, 2000  
© Орлёнок В.В., 2000

V. V. Orlenok

# PRINCIPLES OF GEOPHISICS

Kaliningrad

2000

UDK 550.3  
BBK 26.2  
O661

*Reviewers:*  
Doctor of geol.-min. sciences,  
professor of St.-Petersburg State University  
*J.P. Seliverstov;*  
Doctor of geography,  
professor of Moscow State University  
*K.N. Djakonov*

**Orlenok V.V.**

O661 Principles Of Geophysics: Textbook. – Kaliningrad, 2000. – 446 p.  
ISBN

Base of theory of physical fields of the Earth – magnetic, gravitational and seismic, methods of their supervision and interpretations for study of a structure earth crust on continents and on the ocean are given.

Internal structure and physical condition of substance in bowels of the Earth, planets and stars is considered. Representations about unity of chemical structure of protosubstance in all objects of Solar system and environmental space, star and planetary ways of protosubstance evolution are proved. It shown, that in a basis of these processes not so much distinction of chemical structure of initial space formations, how many distinction of their masses lay. The new data on a structure and evolution of the Earth are based on found the item of the author water balance of endogenic incoming and photolitic losses. A history of planetary water and evolution basis stage of geographical environment is considered.

The information about planetary and star condition of substance is investigated first of all from positions and under a corner of sight earthly geographical and geological – geophysical problems. It is intended for the students of geographical and geological faculty of universities.

UDK 550.3  
BBK 26.2

ISBN

© Yantarny Skaz, 2000  
© Orlenok V.V., 2000

Учебное издание

**Вячеслав Владимирович Орлёнок**

**ОСНОВЫ ГЕОФИЗИКИ**

Учебное пособие

Редакторы Н.Н. Мартынюк, Л.Г. Ванцева  
Корректоры Н.Н. Николаева, Л.Г. Владимирова  
Технический редактор С.И. Чупшева  
Оригинал-макет подготовлен А.В. Раковым

Лицензия № 020345 от 14.01.1997 г. Подписано в печать 25.05.2000 г.

Бумага для множительных аппаратов. Формат 70×100 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>.

Гарнитура «Таймс». Усл. печ. л. 30,7. Уч.-изд. л. 21,3.

Тираж 3000 экз. Заказ .

Калининградский государственный университет  
236041, г. Калининград, ул. А. Невского, 14

Отпечатано в ГИПП «Янтарный сказ»  
236000, г. Калининград, ул. К. Маркса, 18



Орлёнок Вячеслав Владимирович (1940 г.) – выпускник Московского государственного университета (1963 г.), доктор геолого-минералогических наук, профессор, заслуженный деятель науки Российской Федерации, декан географического факультета Калининградского государственного университета. В 1994 г. избран академиком Российской экологической академии, председатель Балтийского отделения РЭА. Организатор и участник 23 морских и океанских геолого-географических экспедиций. Основные научные интере-

сы лежат в области физики Земли, планетологии, морской геологии и геофизики.

В.В. Орлёнком разработаны основы теории и методики интерпретации отраженных сейсмических волн в океане, заложены основы нового научного направления – петрофизики дна океана; им впервые в естествознании определены количественные значения внутрипланетарных поступлений и космических потерь земной гидросферы, получено новое уравнение мирового водного баланса, обоснована новая теория холодной контракции Земли и эволюции планетарной воды, выявлены планетный и звездный типы эволюции протоматерии и др.

Автор более 150 научных работ, в том числе 7 монографий, 6 учебных пособий. Монография «История океанизации Земли» удостоена в 1999 г. золотой медали им. Семенова-Тян-Шанского Русского географического общества.

**Ю.П. Селиверстов (Санкт-Петербургский университет):** «Трудно не согласиться с автором о необходимости более расширенного, чем принято в большинстве вузов в настоящее время, изучения физических свойств планеты Земля и её космического дома. Действительно, понять окружающую нас природу, оценить её происхождение и дальнейшую перспективу развития можно, только зная физику процессов и явлений, лежащих в основе эволюции первичного космического вещества и окружающих его энергий, благодаря которым оформилась наша Солнечная система и её специфическая часть – Земля. В этой связи рецензент приветствует появление труда В.В.Орлёнка под названием «Основы геофизики».

**Е.В. Краснов (Калининградский государственный университет):** «Автор не перечисляет факты как данность, что присуще стилю многих учебников, а доказывает и убеждает. ... Несмотря на сложность содержания учебного материала, каждый, кто будет его изучать, найдет для себя новое и интересное ... Учебник позволяет развивать физическое мышление у географов».

**К.Н. Дьяконов (Московский государственный университет):** «Земля и окружающее ее космическое пространство – это прежде всего физические объекты, которые в свою очередь продуцируют разнообразные физические поля. Их изучение представляет большой интерес для географов, так как позволяет понять многие глубинные процессы и явления, происходящие в географической оболочке. ... «Основы геофизики» – это фундаментальная работа, восполняющая недостатки физического образования у географов».

## ВВЕДЕНИЕ

Планета Земля, как и вся Солнечная система, является прежде всего физическим объектом. Окружающее Землю космическое пространство пронизано веществом и энергией – солнечным и космическим излучением, гравитационными и электромагнитными полями.

Открытая космосу поверхность планеты вместе с покрывающей ее пленкой живого вещества испытывают постоянное воздействие этих внешних и собственных внутрипланетарных сил.

Мир вокруг нас – это мир физических объектов и явлений, разнообразных масс и продуцируемых ими физических полей.

Ядра, атомы, молекулы – это элементы вещества. Их объединения создают макротела от небольших размеров – метеоритов, комет, астероидов до гигантских образований – планет, звезд и их ассоциаций.

Наблюдаемое многообразие масс существует благодаря энергетическим полям взаимодействия между микрочастицами вещества и между макрообъектами (астрономическими массами). Если бы такого взаимодействия не существовало, то мир вокруг нас пребывал бы в рассыпанном на элементы состоянии.

Таким образом, чтобы понять природу планеты Земля, других объектов и физических полей окружающего ее космического пространства, необходимо изучить физику процессов и явлений, лежащих в основе эволюции первичного планетного вещества (прото-вещества).

Однако современные учебные программы многих географических (впрочем, как и геологических) факультетов России и СНГ не содержат такого курса. Вводный курс «Землеведение» не восполняет этот пробел, так как по-прежнему традиционно строится как изложение суммы знаний частных дисциплин географии (геоморфологии, гидрологии, метеорологии, океанологии, биологии, элементов геологии и др.). Мир Земли как элемент целостной планетарной системы постигается студентами по частям, вне связи с процессами и явле-

ниями внутрипланетарного и космического масштаба. Это невольно делает географическое образование геоцентрическим, замкнутым исключительно на внутриземные проблемы, практически без учета внеземных факторов воздействия на различные компоненты географической среды. Назрела необходимость создания курса, знакомящего студентов-географов с фундаментальными основами физики Земли и окружающего космоса.

Около 10 лет назад автором было издано учебное пособие «Физика Земли, планет и звезд» (Орлёнок, 1991). За прошедшие годы появилось немало новых данных в этой области знаний. Кроме того, работая со студентами и обсуждая образовательные программы в научно-методическом совете по высшему географическому образованию с коллегами, автор укрепился в мысли, что необходимо расширить и углубить названное учебное пособие и переиздать его под названием «Основы геофизики», соответствующему профессиональному блоку образовательного стандарта по специальности «География».

Это фундаментальный курс, в котором раскрывается физическая картина мира Земли и окружающего космического пространства, позволяющая понять особенности эволюции геосфер и их взаимодействие с внеземными процессами и явлениями. Курс следует вводить на 5-м или 6-м семестрах после того, как студентами будут усвоены дисциплины: землеведение, физика, химия, высшая математика, геология, геоморфология, гидрология и др. Без этого, как показывает многолетний опыт преподавания курса в Калининградском государственном университете, многое в «Основах геофизики» воспринимается студентами с трудом или остается за пределами понимания вообще.

Читаемый на некоторых геологических факультетах курс «Разведочная геофизика» не является адекватным «Основам геофизики». Он является, по существу, одним из направлений общей геофизики, развиваемых в применении к решению практических задач изучения строения земной коры, поиска и разведки полезных ископаемых с помощью физических полей.

Многие разделы учебного пособия были разработаны автором и впервые введены в научное обращение в последние 10 – 15 лет.

Сюда относятся разработка концепции океанизации Земли, теория холодной контракции планеты, выделение и обоснование планетарного

и звездного путей эволюции протовещества, новые доказательства геофизического сходства континентальных и океанических структур земной коры, критический анализ геофизического фундамента неомобилизма, история гравитационного взаимодействия системы Земля – Луна и многое другое.

Автор надеется, что с изданием учебного пособия «Основы геофизики» эта важная для географов фундаментальная дисциплина утвердится в учебных программах многих географических и геологических факультетов России и СНГ.

*В. В. Орлёнок, доктор  
геолого-минералогических наук,  
профессор*

## ЧАСТЬ I

### Глава I. СТРОЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

#### §1. Планеты и законы их обращения

Солнечная система включает девять крупных планет, которые со своими 57 спутниками обращаются вокруг массивной звезды по эллиптическим орбитам (рис. 1). По своим размерам и массе планеты можно разделить на две группы – планеты земной группы, расположенные ближе к Солнцу, – Меркурий, Венера, Земля и Марс и планеты-гиганты – Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун, находящиеся на значительно более удаленных орбитах от центральной звезды. Последняя из известных планет Плутон своей орбитой с радиусом около 6 млрд. км очерчивает границы Солнечной системы. Плутон не относится к планетам-гигантам, его масса почти в десять раз меньше массы Земли. Аномальные характеристики этой крошечной планеты позволяют рассматривать ее как бывший спутник Нептуна.

Кроме больших планет между орбитами Марса и Юпитера вращается более 2300 малых планет – астероидов, множество более мелких тел – метеоритов и метеорной пыли, а также несколько десятков тысяч комет,двигающихся по сильно вытянутым орбитам, некоторые из которых далеко выходят за границы Солнечной системы.

Все планеты и астероиды обращаются вокруг Солнца в направлении движения Земли – с запада на восток. Это так называемое прямое движение. Основные закономерности движения планет полностью определяются законами Кеплера. Рассмотрим эти законы и охарактеризуем основные элементы эллиптических орбит.

Согласно первому закону, все планеты обращаются вокруг Солнца по эллиптическим орбитам, в одном из фокусов которых находится Солнце. На рис. 2 показаны элементы планетных орбит с Солнцем (С) в фокусе. Линия АП называется линией апсид, крайние точки которой афелий (А) и перигелий (П) характеризуют наибольшее и наименьшее удаление от Солнца. Расстояние планет (Р) на орбите от Солнца (гелиоцентрическое расстояние) определяется радиусом-вектором  $r = CP$ . Отношение полуфокального расстояния ( $c$ ) к большой полуоси ( $a$ ) называется эксцентриситетом орбиты:

Рис. 1. Солнечная система

$$e = \frac{c}{a}. \quad (I.1)$$

Если обозначить через  $q$  перигельное расстояние, а через  $Q$  афелийное расстояние, то их значения легко определить из выражений:

$$q = a - c = a(1 - e); \quad (I.2)$$

$$Q = a + c = a(1 + e). \quad (I.3)$$

Рис. 2. Элементы планетной орбиты: АП – большая полуось орбиты, ось аписид; П – перигелий; А – афелий;  $r$  – радиус вектор

Тогда, определив большую полуось ( $a$ ), мы найдем среднее годичное расстояние планеты до Солнца:

$$a = \frac{q + Q}{2}. \quad (I.4)$$

Среднее гелиоцентрическое расстояние Земли от Солнца равно 149,6 млн. км. Эта величина называется астрономической единицей и принимается за единицу измерений расстояний в пределах Солнечной системы.

Согласно второму закону Кеплера радиус-вектор планеты описывает площади, прямо пропорциональные промежуткам времени. Если обозначить через  $S_1$  площадь перигелийного сектора (рис. 3), а через  $S_2$  – площадь афелийного сектора, то их отношение будет пропорционально временам  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$ , за которые планета прошла соответствующие отрезки дуг орбиты:

Рис. 3. Площади, описываемые радиус-вектором планеты

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}. \quad (I.5)$$

Отсюда следует, что секториальная скорость

$$V = \frac{S_1}{\Delta t_1} = \frac{S_2}{\Delta t_2} = const \quad (I.6)$$

величина постоянная.

Время, в течение которого планета сделает полный оборот по орбите, называется звездным, или сидерическим периодом  $T$  (рис. 3). За полный оборот радиус-вектор планеты опишет площадь эллипса:

$$S = \pi ab = \pi a^2 \sqrt{1 - e^2}. \quad (I.7)$$

Поэтому секториальная скорость

$$V = \frac{S}{T} = \frac{\pi a^2 \sqrt{1 - e^2}}{T} \quad (I.8)$$

оказывается наибольшей в перигелии, а наименьшей – в афелии. Используя второй закон, можно вычислить эксцентриситет земной орбиты по наибольшему и наименьшему суточному смещению Солнца по эклиптике, отражающему движение Земли (см. §4). Земля в перигелии пребывает в начале января ( $h_{\max} = 61'$ ), а в афелии в начале июля ( $h_{\max} = 57'$ ). По второму закону Кеплера скорость Земли в афелии и перигелии определяется из выражений:



$$V_Q = h_{\min} Q; V_q = h_{\max} q. \quad (\text{I.9})$$

Учитывая закон сохранения момента количества движения

$$V_q q = V_Q Q \quad (\text{I.10})$$

и подставив сюда значения (I.9) с учетом выражений (I.2) и (I.3), найдем:

$$\frac{1-e}{1+e} = \sqrt{\frac{h_{\max}}{h_{\min}}} = \sqrt{\frac{61'}{57'}} = 1,03397, \text{ откуда } e = 0,0167.$$

Таким образом, орбита Земли лишь незначительно отличается от окружности.

Согласно третьему закону Кеплера, квадраты сидерических периодов обращения планет ( $T_1^2$  и  $T_2^2$ ) прямо пропорциональны кубам их средних расстояний от Солнца ( $a_1^3$  и  $a_2^3$ ):

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3}. \quad (\text{I.11})$$

Если одна из планет, к примеру, Земля, и период ее сидерического обращения  $T_1$  и расстояние от Солнца  $a_1$  положить равным единице, т.е.  $a_1 = 1$  а. е.,  $T_1 = 1$  году, то выражение (I.11) принимает простой вид:

$$T_2^2 = a_2^3. \quad (\text{I.12})$$

Полученное выражение позволяет, по известным из наблюдений периодам обращения планет, других небесных тел вокруг Солнца, вычислять их средние гелиоцентрические расстояния.

Найденные эмпирически из наблюдательной астрономии законы Кеплера показали, что Солнечная система представляет собой механическую систему с центром, находящимся в солнечной массе.

Законы Кеплера послужили Ньютону основой для вывода своего знаменитого закона всемирного тяготения, который он сформулировал так: каждые две материальные частицы взаимно притягиваются с силой, пропорциональной их массам и обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними.

Математическая формулировка этого закона имеет вид:

$$F = G \frac{Mm}{r^2}, \quad (\text{I.13})$$

где  $M$  и  $m$  – взаимодействующие массы,  $r$  – расстояние между ними;  $G$  – гравитационная постоянная. В системе СИ  $G = 6,672 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$ . Физический смысл гравитационной постоянной заключается в следующем: она характеризует силу притяжения двух масс весом в 1 кг каждая на расстоянии в 1 м. Величина  $G$  впервые была определена в 1798 г. английским физиком Кавендишем с помощью крутильных весов.

Закон Ньютона решил задачу о характере действия силы, управляющей движением планет. Это сила тяготения, создаваемая центральной массой Солнца. Именно эта сила не дает планетам разлететься, а сохраняет их в связанной системе последовательных орбит, по которым как на привязи сотни миллионов лет кружатся большие и малые планеты.

Решая задачу движения двух тел под действием взаимного притяжения Ньютон аналитически определил законы движения планет в поле тяготения Солнца. Тем самым эмпирические законы Кеплера получили строгое математическое доказательство. Третий же закон был уточнен за счет введения масс планет и Солнца:

$$\frac{T_1^2 (M_1 + m_1)}{T_2^2 (M_2 + m_2)} = \frac{a_1^3}{a_2^3}. \quad (\text{I.14})$$

Теперь с его помощью оказалось возможным вычислять массы небесных тел. Полагая в выражении (I.14) массы спутников планет  $m_1$  и  $m_2$  равными нулю, ввиду их малости в сравнении с массой планет (за исключением Луны) и приняв массу Земли  $M_2 = 1$ , соотношение (I.14) примет вид:

$$\frac{T_2^2 a_1^3}{T_1^2 a_2^3} = M_1. \quad (\text{I.15})$$

Воспользуемся законом тяготения и определим массу Земли, полагая, что взаимодействуют две массы – Земли ( $M$ ) и некоторого тела, лежащего на ее поверхности. Сила притяжения этого тела определяется законом Ньютона:

$$F = G \frac{Mm}{R^2}. \quad (\text{I.16})$$

Но одновременно из второго закона механики эта же сила равна произведению массы на ускорение:

$$F = mg, \quad (I.17)$$

где  $g$  – ускорение силы тяжести;  $R$  – радиус Земли.

Приравнивая правые части выражений (I.16) и (I.17):

$$G \frac{Mm}{R^2} = mg,$$

найдем выражение для определения массы Земли:

$$M = \frac{gR^2}{G}. \quad (I.18)$$

Подставив в (I.18) известные значения  $G = 6,672 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$ ,  $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ ,  $R = 6,371 \cdot 10^6 \text{ м}$ , в итоге получим  $M_3 = 5,97 \cdot 10^{24} \text{ кг}$ , или в граммах:  $M_3 = 5,97 \cdot 10^{27} \text{ г}$ . Такова масса Земли. Обращаем внимание на формулы (I.16), (I.17), (I.18) – их надо твердо помнить. В дальнейшем мы часто будем пользоваться ими как исходными для определения входящих в них параметров.

Теперь воспользуемся уточненным третьим законом Кеплера и найдем из выражения (I.15) массу Солнца. Для этого рассмотрим две системы тел – Солнце с Землей и Землю с Луной. В первой системе  $a_1 = 149,6 \cdot 10^6 \text{ км}$ ,  $T_1 = 365,26$  суток; во второй системе  $a_2 = 384,4 \cdot 10^3 \text{ км}$ ,  $T_2 = 27,32$  суток. Подставляя эти значения в формулу (I.15), находим массу Солнца в относительных единицах массы Земли  $M_0 = 328700 M_3$ . Полученный результат отличается от более точных расчетов, так как в сравнении с массой Земли массу Луны нельзя приравнять нулю (масса Луны составляет  $\frac{1}{81}$  массы Земли). Зная массу Земли в абсолютных единицах (килограммах или граммах) и взяв более точное определение массы Солнца ( $M_0 = 333000 M_3$ ), определим его абсолютную массу:  $M_0 = 333000 \cdot 5,97 \cdot 10^{27} \text{ г} = 1,98 \cdot 10^{33} \text{ г}$ .

В настоящее время для более точного определения массы и фигуры планет и их спутников используются параметры орбиты искусственных спутников, запускаемых с Земли.

Дальше мы увидим, что закон тяготения Ньютона объясняет не только движение системы планет и других космических объектов в Солнечной системе, но и лежит в основе понимания процессов, происходящих внутри самих астрономических масс.

## §2. Орбитальные характеристики планет

Физические условия на поверхности каждой из девяти планет всецело определяются их положением на орбите относительно Солнца.

Ближайшие к светилу четыре планеты – Меркурий, Венера, Земля и Марс – имеют сравнительно небольшие массы, заметное сходство в составе слагающего их вещества и получают большое количество солнечного тепла, ощутимо влияющего на температуру поверхности планет. Две из них – Венера и Земля – имеют плотную атмосферу, Меркурий и Марс атмосферы практически не имеют.

Планеты-гиганты Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун значительно удалены от Солнца, имеют гигантские массы и плотную мощную атмосферу. Все они отличаются высокой осевой скоростью вращения. Солнечное тепло почти не достигает этих планет. На Юпитере оно составляет  $0,018 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>, на Нептуне –  $0,008 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>.

Все планеты, за исключением Меркурия и Венеры, имеют спутники, общее число известных на сегодняшний день достигает 57. Наибольшее количество спутников имеют Юпитер – 16, Сатурн – 17 и Уран – 15. Остальные планеты имеют один – два спутника.

Большая часть массы вещества Солнечной системы сосредоточена в самом Солнце – более 99%. На долю планет приходится менее 1% общей массы. Остальное вещество рассеяно в астероидах, кометах, метеоритах, метеорной и космической пыли.

Все планеты имеют сравнительно небольшие размеры и в сравнении с расстояниями между ними их можно представлять в виде материальной точки. Из курса физики известно, что произведение массы тела на его скорость называется импульсом:

$$P = mV, \quad (I.19)$$

а произведение радиуса-вектора на импульс – моментом импульса:

$$L = rP = rmV. \quad (I.20)$$

Из приведенного выражения видно, что скорость  $V$  движения планеты по эллиптической орбите меняется вместе с изменением радиуса-вектора  $r$ . При этом на основании второго закона Кеплера имеет место сохранение моментов импульса:

$$r_1 m V_1 = r_2 m V_2. \quad (I.21)$$

Из (I.21) видно, что при увеличении  $r_1$  скорость  $V_1$  должна уменьшаться, и наоборот (масса  $m$  планеты неизменна). Если выразить линейную скорость  $V$  через угловую скорость  $\omega$

$$V = \omega r, \quad (I.22)$$

то выражение для момента импульса планеты примет вид:

$$L = m\omega r^2. \quad (I.23)$$

Из последней формулы следует, что при сжатии вращающихся систем, т. е. при уменьшении  $r$  и постоянстве  $m$ , угловая скорость вращения  $\omega$  неизбежно возрастает.

В табл. I.1 приведены орбитальные параметры планет. Хорошо видно, как по мере возрастания радиуса орбиты (гелиоцентрического расстояния) уменьшается период обращения и, следовательно, скорость движения планет.

При движении планеты вокруг Солнца сила притяжения последнего уравнивается центростремительной силой, приложенной к планете:

$$G \frac{Mm}{r^2} = \frac{mV^2}{r}. \quad (I.24)$$

Отсюда легко найти среднюю орбитальную скорость движения планеты, которая совпадает с круговой скоростью:

$$V = \sqrt{\frac{GM}{a}} = \frac{2\pi a}{T}, \quad (I.25)$$

где  $r = a$  – расстояние от Солнца;

$T$  – период обращения планеты вокруг светила.

В качестве примера найдем среднюю орбитальную скорость вращения Земли, положив в формулу (I.25)  $T = 365,2564 \cdot 86400 \text{ с} = 31,56 \cdot 10^6 \text{ с}$ ,  $a = 149,6 \cdot 10^6 \text{ км}$ , получим  $V = 29,78 \text{ км/с}$ .

В табл. I.2 приведены параметры всех известных на сегодня спутников планет. Обращаем внимание на наиболее крупные из них. Луна – спутник Земли, Ио, Европа, Ганимед и Каллисто – спутники Юпитера, Титан – спутник Сатурна, Тритон – спутник Нептуна. Это самый крупный спутник в Солнечной системе. Диаметр Тритона 6000 км. Три последние планеты имеют также своеобразные кольца, исследование которых с американской межпланетной станции «Вояджер-2» показало, что они состоят из темного материала, частицы которого имеют размеры порядка метра и более. Не исключено, что это каменные обломки разрушившихся небольших спутников или продукты выбросов мощных вулканических взрывов.



Таблица 1.2

## Орбитальные параметры спутников планет

Название	Орбитальный радиус, км	Радиус, $10^3$ м	Масса, $10^{20}$ кг	Плотность, $10^3$ кг/м <sup>3</sup>
Спутник Земли				
Луна	384,4	1738	734,9 ( $\pm 0,7$ )	3,34
Спутники Марса				
Фобос	9,378	13,5·10,7·9,6	$1,26(\pm 0,1) \cdot 10^{-4}$	2,2( $\pm 0,5$ )
Деймос	23,459	7,5·6,0·5,5	$1,8(\pm 0,15) \cdot 10^{-5}$	1,7( $\pm 0,5$ )
Спутники Юпитера				
Метис (Метида)	127,96	?·20·20	-	-
Адрастея	128,98	12,5·10·7,5	-	-
Амальтея	181,3	135·82·75	-	-
Теба (Фива)	221,9	?·55·45	-	-
Ио	421,6	1815	894 $\pm 2$	3,57
Европа	670,9	1569	480 $\pm 2$	2,97
Ганимед	1070	2631	1482,3 $\pm 0,5$	1,94
Каллисто	1883	2400	1076,6 $\pm 0,5$	1,86
Леда	11094	8	-	-
Гималия	11480	90	-	-
Лиситея	11720	20	-	-
Элара	11737	40	-	-
Ананке	21200	15	-	-
Карме	22600	22	-	-
Пасифае	23500	35	-	-
Синопе	23700	20	-	-
Спутники Сатурна				
Атлас (Атлант)	136,64	19·?·14	-	-
Прометей	139,35	70·50·37	-	-
Пандора	141,70	55·43·33	-	-
Эпиметей	151,422	70·58·50	-	-
Янус	151,472	-	-	-
Мимас	185,52	197	0,38 $\pm 0,01$	1,24
Энцелад	238,02	251	0,8 $\pm 0,3$	1,24
Тефия (Тетис)	294,66	524	7,6 $\pm 0,9$	1,26
Телесто	294,66	?·12·11	-	-
Калипсо	294,66	15·13·8	-	-
Диона	377,40	559	10,5 $\pm 0,3$	1,44
Елена (Хелен)	377,40	18·?·15	-	-

Окончание табл. I.2

Название	Орбитальный радиус, км	Радиус, $10^3$ м	Масса, $10^{20}$ кг	Плотность, $10^3$ кг/м <sup>3</sup>
Рея	527,04	764	24,9±1,5	1,33
Титан	1221,85	2575	1345,7±0,3	1,881
Гиперион	1481,1	175·120·100	-	-
Япет	3561,3	718	18,8±1,2	1,21
Феба	12952	115·110·105	-	-
Спутники Урана				
Корделия	49,75	~25	-	-
Афелия	53,77	~25	-	-
Бианка	59,16	~25	-	-
Крессида	61,77	~30	-	-
Дездемона	62,65	~30	-	-
Джюльетта	64,63	~40	-	-
Порция	66,10	~40	-	-
Розалинда	69,93	~30	-	-
Беллинда	75,25	~30	-	-
Пак	86,00	85	-	-
Миранда	129,8	242	0,71	1,26±0,39
Ариэль	191,2	580	14,4	1,65±0,30
Умбриэль	266,0	595	11,8	1,44±0,28
Титания	435,8	800	34,3	1,59±0,09
Обертон	582,6	775	28,7	1,50±0,10
Спутники Нептуна				
Тритон	354,3	1750	1300±250	(5)
Нереида	5515	~200	-	-
Спутник Плутона				
Харон	19,1	~500	-	(0,8)

*Примечание:* В скобках – неточные данные, знак вопроса – нет данных.

### §3. Солнце. Основные характеристики

Солнце относится к классу небольших звезд, достаточно далеко проэволюционировавших в своем развитии. Возникло оно около 5 млрд. лет назад и в настоящее время имеет массу  $\sim 2,10^{33}$  г, радиус – 696000 км, среднюю плотность вещества –  $1,41$  г/см<sup>3</sup>, ускорение силы тяжести на поверхности –  $274$  м/с<sup>2</sup>.



Видимый бело-желтый диск Солнца – это его фотосфера, представляющая горячую плазменную атмосферу звезды с температурой поверхности 6000 К (напомним, что  $K$  – термодинамическая температура Кельвина. Нормальная температура  $0^\circ\text{C} = 273\text{ К}$ . Величина  $-273,16^\circ\text{C}$  называется абсолютным нулем температуры).

В Солнце сосредоточено более 99% всей массы Солнечной системы. Угловая скорость вращения Солнца, наблюдаемая по фотосфере, убывает по мере удаления от экватора. Период вращения на экваторе равен 25 суткам, вблизи полюсов – 30 суткам. Линейная скорость вращения на экваторе близка 2 км/с, т. е. много медленнее скорости вращения Земли и других планет, но происходит в том же направлении. Все это подтверждает предположение, что мы наблюдаем вращение плазменной атмосферы и что внутреннее твердое тело звезды может вращаться с иной скоростью. Напомним, что плазмой называется газ, значительная часть атомов которого находится в ионизированном состоянии.

Солнце является мощным источником тепловой, электромагнитной и гравитационной энергии. Эта энергия равномерно рассеивается в космическое пространство и на долю Земли и планет приходится лишь малая ее часть.

В оптическом диапазоне спектра Земля, например, получает  $1,96\text{ кал/см}^2\cdot\text{мин}$ , или  $1,37\cdot 10^3\text{ Вт/м}^2$ . Эта величина называется солнечной постоянной. Она меняется в зависимости от гелиоцентрического расстояния и сильно меняется от планеты к планете.

Полная светимость Солнца определяется из выражения:

$$L_0 = F_0 4\pi a^2 = 3,85 \cdot 10^{26}\text{ Вт}, \quad (\text{I.30})$$

где  $a = 149,6\cdot 10^6\text{ м}$ ;  $4\pi a^2$  – площадь поверхности сферы радиусом в 1 а. е.

Каждый квадратный метр звезды излучает энергии в секунду

$$E_0 = \frac{L_0}{4\pi R_0^2} = 6,3 \cdot 10^7\text{ Вт/м}^2, \quad (\text{I.31})$$

т. е. в 10000 раз больше, чем получает вся Земля за одну минуту.

Спектр излучения Солнца лежит в широком диапазоне частот и длин волн (рис. 4) – от радиоизлучения (метровые волны) до гамма-излучения (длина волны  $\lambda$  менее  $10^{-12}\text{ м}$ ). Как видно из рисунка, максимум энергии излучения приходится на оптическую и инфракрасную части спектра. Крайнюю левую часть спектра занимают волны жестко-

го ультрафиолетового и рентгеновского излучения, крайнюю правую – радиоизлучения.

Рис. 4. Спектр излучения Солнца

Поскольку интенсивность излучения зависит только от изменения температуры с глубиной, то по наблюдениям интенсивности выходящего от звезды излучения можно составить представление об изменении температуры в ее недрах. Максимальная температура Солнца – 6150 К – наблюдается в зеленой части спектра ( $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ). Напомним, что 1 Ангстрем =  $10^{-10}$  м. В красном ( $\lambda = 6400 - 7600 \text{ \AA}$ ) и фиолетовом ( $\lambda = 3900 - 4500 \text{ \AA}$ ) частях спектра температура близка 5800 К. В ультрафиолетовом диапазоне ( $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ ) температура уменьшается до 4500 К, а в радиодиапазоне на  $\lambda = 1$  м возрастает до  $10^6$  К.

Столь различные температуры не могут исходить только из одной фотосферы, ибо физические условия на ней довольно однородны. В целом на долю светового излучения Солнца приходится 81% энергии, на долю теплового – около 18%, а на долю ультрафиолетового – менее 1%. Чтобы лучше понять природу такого распределения энергии излучения, которое, как мы увидим, играет огромную роль в жизни Земли, рассмотрим основные черты строения внешних оболочек Солнца. Внутреннее строение и энергетику его мы будем изучать в других главах.

Атмосфера Солнца состоит из трех главных уровней – фотосферы, хромосферы и короны (рис. 5). На каждом из этих уровней идут различные физические процессы.

Рис. 5. Внутреннее строение Солнца

Фотосфера представляет собой нижний наиболее активный светопроводящий слой атмосферы. Это граница прозрачности звездного вещества, видимого нами в виде бело-желтого диска Солнца.

На фотографиях поверхность фотосферы покрыта гранулами. Это неустойчивые образования размером от 700 до 1400 км, которые непрерывно появляются и распадаются, создавая впечатление кипящей поверхности. Фотосфера излучает энергию в оптическом и инфракрасном диапазонах. Потери энергии непрерывно пополняются притоком ее из более глубоких слоев. Этот процесс поддерживает стационарность излучения и осуществляется за счет процессов поглощения и переизлучения. Перенос энергии происходит также конвективным путем с помощью гранул, представляющих собой своеобразные конвективные ячейки. Горячее вещество выносится из недр на поверхность, где оно охлаждается и вновь погружается. В промежутках между гранула-

ми наблюдается выброс вещества – спикюлы и факелы. Толщина фотосферы около 500 км.

Следующий слой солнечной атмосферы – хромосфера – простирается на расстоянии 15000 – 20000 км и имеет ярко-красный цвет. Она наблюдается при солнечном затмении в виде алого кольца вокруг черного диска Солнца. Температура хромосферы порядка 20000 К.

В хромосфере хорошо видны выбросы горячей плазмы – спикюлы (протуберанцы). Высота выбросов достигает 12 тыс. км, а поперечные размеры – 1000 км.

Над хромосферой располагается корона, размеры которой колеблются в зависимости от активности Солнца. Внутренняя корона простирается на 300 – 500 тыс. км и имеет колоссальную температуру – в 1 млн. градусов Кельвина. Она состоит из ионизированных светящихся газов. Внешняя корона представляет собой туманное свечение солнечного света на пылевых частицах, концентрирующихся вокруг Солнца на расстоянии до 80 млн. км. Поэтому эта часть короны имеет светло-желтый оттенок. По мере удаления от хромосферы температура короны понижается, на орбите Земли составляет 200000 К. Периферия короны состоит из разреженных электронных облаков, выбрасываемых Солнцем, которые, будучи замороженными в его магнитное поле, движутся с большими скоростями, достигающими 30 км/с.

Следует сказать, что в результате осевого вращения Солнце продуцирует мощное магнитное поле, силовые линии которого «приклеиваются» к высокопроводящей плазме короны и вытягиваются в виде спирали далеко в межпланетное пространство (рис. 6). В ходе солнечной активности структура секторного магнитного поля может менять свою форму и даже число секторов.

Возвращаясь к энергетике солнечного излучения, мы теперь можем сказать, что основная доля оптического и инфракрасного излучения исходит из фотосферы, имеющей температуру около 5800 К. Низкотемпературное излуче-

Рис. 6. Магнитное поле Солнца

ние – 4500 К – соответствует нижним слоям хромосферы. Радиоизлучение и рентгеновское излучение исходят из короны, имеющей в нижней своей части температуру  $10^6$  К. Хромосфера и корона прозрачны для оптического и инфракрасного излучения фотосферы. Что же в таком случае питает их энергией и создает столь высокую температуру?

Мы видели, что в фотосфере наряду с лучистым переносом энергии происходит и конвективное перемешивание вещества, фиксируемое в виде многочисленных гранул и спикул, а также мощных протуберанцевых выбросов плазмы. Это механическое движение огромных масс вещества на поверхности гигантской звезды должно приводить к мощным акустическим колебаниям окружающей атмосферы (вспомните шум кипящей воды в чайнике). Иными словами, поверхность звезды буквально сотрясается от оглушительного рева, звук которого со сверхзвуковыми скоростями распространяется через хромосферу во все стороны от Солнца. Однако по мере распространения в солнечную корону, где плотность вещества быстро убывает, обычные звуковые волны превращаются в ударные. Как известно из физики плазмы, в ударных волнах энергия механического движения быстро переходит в тепловую. Поэтому небольшая по массе и сильно разреженная корона нагревается до столь высоких температур.

Другой важной характеристикой Солнца является его периодическая активность, проявляющаяся в появлении на фотосфере темных пятен, в хромосфере и короне – вспышек, факелов, протуберанцев. Установлена 11-летняя периодичность явления солнечной активности. Наиболее ярким показателем солнечной активности является изменение числа темных пятен и их размеров на диске Солнца. Температура их на 1500 К ниже температуры окружающей фотосферы, диаметр достигает 2 – 50 тыс. км. В рельефе поверхности пятна фиксируются в виде впадин глубиной 700 – 1000 км. Важной характеристикой пятна является его магнитное поле, напряженность которого достигает гигантской величины –  $4 \cdot 10^5$  А/м. Для сравнения укажем, что напряженность магнитного поля Земли в районе полюсов всего 70 А/м.

Время жизни пятен – от нескольких часов до нескольких месяцев. Обычно уровень солнечной активности характеризуется числом Вольфа

$$W = 10g + f, \quad (I.32)$$

где  $g$  – число групп пятен;  $f$  – общее число всех пятен, видимых на диске Солнца.

Солнечная активность оказывает большое влияние на климат, погоду, жизнь биосферы Земли. Причины солнечной активности до сих

пор являются предметом дискуссий. Есть по крайней мере две группы гипотез – эндогенные, объясняющие периодичность активности внутризвездными процессами, и экзогенные, связывающие ее с приливным взаимодействием с планетой-гигантом Юпитером.

С эндогенными гипотезами пока еще много неясного, хотя успехи изучения физики звезд, как мы увидим, весьма впечатляющи.

Экзогенные причины цикличности солнечной активности привлекают внимание сходством периодов обращения Юпитера вокруг Солнца (11,86 года) и средней длительностью солнечного цикла (11,13 года). Обнаруживается связь между изменением гелиоцентрического расстояния Юпитера с числом пятен на Солнце. Величина юпитерианского прилива на Солнце составляет всего 1 мм. Однако исследования показали, что здесь важно не изменение скорости приливного смещения центра Солнца (первая производная), а толчок (третья производная). Вклад планет в толчок возрастает на порядок величин.

#### §4. Движение Солнца по эклиптике

Вследствие вращения планет, и в частности Земли, вокруг Солнца создаются различные условия освещенности и обогрева ее поверхности на различных участках орбиты. Это вызывает смену времен года, что обусловлено тремя причинами – наклоном земной оси к плоскости земной орбиты, неизменностью положения оси в пространстве и обращением Земли вокруг Солнца. Наблюдателю на Земле кажется, что светило имеет собственное движение по небесной сфере. На самом деле это движение обусловлено обращением Земли.

Видимое годовое движение Солнца относительно звезд происходит по большому кругу небесной сферы, называемому эклиптической (эклипсис – по-гречески затмение). Плоскость эклиптики наклонена к плоскости небесного экватора под углом  $23^{\circ}27'$  (рис. 7). Когда Солнце проходит точки пересечения эклиптики с небесным экватором, то на Земле день

Рис. 7. Плоскость эклиптики на небесной сфере:  $ПП_1$  – полюсы эклиптики;  $РР_1$  – полюсы мира;  $\lambda$  – эклиптическая долгота;  $\beta$  – эклиптическая широта;  $ЕЕ_1$  – плоскость эклиптики;  $QQ_1$  – небесный экватор;  $М$  – светило

становится равным ночи. Эти точки называются точками весеннего (21 марта) и осеннего (23 сентября) равноденствия. Координаты Солнца – склонение  $\delta$  и прямое восхождение  $\alpha$  в этих точках равны нулю. В момент нахождения Солнца в верхней точке эклиптики Е его прямое восхождение  $\alpha = 6$  часам, а склонение  $\delta = + 23^{\circ}27'$ . Точка Е называется точкой летнего солнцестояния (22 июня). В нижней точке эклиптики Е'  $\alpha = 18$  часам, а  $\delta = -23^{\circ}27'$ . Эту точку Солнце проходит зимой 22 декабря, поэтому она называется точкой зимнего солнцестояния. Скорость перемещения Солнца по эклиптике равна приблизительно  $1^{\circ}$  в сутки. Промежуток времени между двумя прохождением Солнцем точки весеннего равноденствия называется тропическим годом. Его длительность равна 365,2422 дня.

Из-за гравитационного влияния Луны Солнце каждый год приходит в точку весеннего равноденствия на 20 минут 24 секунды раньше, чем Земля завершит очередной оборот вокруг него. Это смещение называется прецессией, или предварением равноденствий. Вследствие прецессии ось вращения Земли поворачивается за год на  $50''27$ , описывая в пространстве коническую поверхность. Интересно, что полный оборот земная ось вокруг оси эклиптики совершит за 25800 лет. Это и есть период прецессии, играющий важную роль в понимании вековых изменений климата на Земле и образования ледниковых периодов.

## **Глава II. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ И ФИЗИКА ЗЕМЛИ**

### **§1. Планетарные характеристики**

Длительное существование воды и жизни на поверхности Земли стало возможным благодаря трем основным характеристикам – ее массе, гелиоцентрическому расстоянию и быстрому вращению вокруг своей оси.

Именно эти планетарные характеристики определили единственно возможный путь эволюции живого и неживого вещества Земли в условиях Солнечной системы, итоги которого запечатлены в неповторимом облике планеты. Эти три важнейшие характеристики у других восьми планет Солнечной системы существенно отличаются от земных, что и явилось причиной наблюдаемых различий в их строении и путях эволюции.

Масса современной Земли равна  $5,976 \cdot 10^{27}$  г. В прошлом, вследствие непрерывно протекающих процессов диссипации летучих элемен-

тов и тепла, она, несомненно, была больше. Масса планеты играет определяющую роль в эволюции протовещества. Шарообразная форма Земли свидетельствует о преобладании гравитационной организации вещества в теле планеты.

С увеличением глубины растут давление и температура. Вещество переходит в расплавленное и даже ионизованное состояние, благодаря чему возрастает его химический потенциал. Тем самым создаются предпосылки для длительной термической и, следовательно, геологической активности планеты. Более подробно об этом мы будем говорить в последующих параграфах главы.

Средний радиус гелиоцентрической орбиты Земли (расстояние от Солнца) равен 149,6 млн. км. Эта величина принята в качестве астрономической единицы. Почему мы выделяем этот параметр среди множества других? Дело в том, что на этом расстоянии количество солнечного тепла, достигающего поверхности Земли, таково, что выносимая из недр вода имеет возможность длительное время сохраняться в жидкой фазе, формируя обширные океанические и морские бассейны. Уже на орбите Венеры, расположенной на 50 млн. км ближе к Солнцу, и на орбите Марса, расположенного на 70 млн. км дальше от Солнца, чем Земля, таких условий нет. На Венере из-за избытка солнечного тепла вода испаряется и может существовать только в атмосфере планеты, на Марсе – из-за недостатка тепла – пребывает в замерзшем состоянии под грунтом планеты (возможно, в форме мерзлоты). И наконец, вращение Земли – полный оборот вокруг своей оси планета делает за 24 часа, или за 86400 с, относительно Солнца и за 86164 с – относительно звезд. Благодаря столь быстрому вращению возникли динамические условия, необходимые для образования земного магнитного поля (см. §1 гл. VI). Без магнитного экрана развитие современных форм жизни при прочих благоприятных условиях было бы невозможно. Поток солнечных частиц высоких энергий беспрепятственно достиг бы земной поверхности, неся гибель живому веществу. Жизнь в этих условиях могла бы зародиться и существовать лишь под водой или глубоко в грунте. Суша являла бы собой мертвые пустыни, лишённые растительности и каких-либо живых существ.

Суточное вращение Земли обеспечивает также попеременное нагревание и охлаждение ее поверхности. Это способствует развитию водной и воздушной циркуляции, ускорению динамики всех процессов жизнедеятельности биосферы, преобразованию вещества земной коры.

Наклон оси вращения к плоскости орбиты ( $23^{\circ}27'$ ) приводит к периодическому (сезонному) изменению количества солнечного тепла,



получаемого различными участками земной поверхности при движении планеты по гелиоцентрической орбите. Полное обращение вокруг Солнца Земля делает за 365,2564 звездных суток (сидерический год), или 365,2422 солнечных суток (тропический год).

Площадь поверхности Земли равна 510 млн. км<sup>2</sup>, средний радиус сферы – 6371 км.

## §2. Модель Буллена

Современные представления о внутреннем строении Земли базируются на данных наблюдений за прохождением продольных (P), поперечных (S) и поверхностных сейсмических волн, возникающих при землетрясениях. Согласно этим данным, Земля имеет сложно-дифференцированное строение и состоит из оболочек, характеризующихся различной скоростью прохождения P- и S-волн.

Наиболее резкие изменения упругих свойств наблюдаются на глубинах порядка 10 – 40 и 2900 км от поверхности Земли. В первом случае скорость продольных волн увеличивается скачком от 6,5 до 8,1 км/с; во втором – резко уменьшается с 13,25 до 8,5 км/с (рис. 8).

Верхняя граница (8,1 км/с) была впервые обнаружена югославским сейсмологом А. Мохоровичичем в 1909 г. при анализе Загребского землетрясения 8 октября 1909 г. Эта граница условно принята за подошву земной коры. Она получила название «граница Мохоровичича», или «граница М».

Нижняя граница (13,25 – 8,5 км/с) впервые была уста-

Рис. 8. Внутреннее строение Земли:  
А – земная кора; ВС – верхняя мантия;  
D – оболочка; E – верхнее (жидкое) ядро;  
F – переходная зона; G – внутреннее ядро

новлена немецким геофизиком Б. Гутенбергом в 1914 г. при изучении записи землетрясений с эпицентрными расстояниями более 80° от Геттингена. Граница Гутенберга характеризует переход от оболочки к ядру Земли.

Наличие у Земли обширного ядра уверенно устанавливается исчезновением волн Р и S на эпицентральных расстояниях в 105° (11 тыс. км) и наличием зоны тени между 105 и 142°.

Волна Р появляется вновь между 142° и 180° с большим запаздыванием. Впервые это было установлено Олдгеном в 1906 г. и впоследствии учтено Гутенбергом (Гутенберг, 1963). Резкое уменьшение скорости Р и непрохождение (или очень сильное ослабление) волны S являлось надежным свидетельством того, что в диапазоне глубин 1500 – 2900 км (считая от центра Земли) вещество обладает физическими свойствами, близкими к жидкости, поскольку, как это следует из выражения для определения скорости распространения поперечных волн,

$$C_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}; \text{ для жидких сред модуль сдвига } \mu = 0, \text{ и поперечные волны в}$$

них не распространяются. Однако здесь правильнее говорить не о жидком состоянии вещества внешнего ядра, которое, как будет показано ниже, обладает все-таки ненулевой жесткостью, а о том, что это вещество является абсолютно несжимаемым или приближается к этому состоянию. Аналогичными свойствами обладает и жидкость.

В 1936 г. датчанка И. Леман установила существование внутреннего твердого субъядра. В последующие годы благодаря возросшему числу сейсмологических станций (в 1971 г. их было 1620) наличие внутреннего твердого субъядра было подтверждено регистрацией отраженных Р волн от его поверхности.

Очень скоро вслед за выделенными границами внутри Земли были надежно установлены еще две зоны изменения упругих свойств – в интервале глубин 50 – 250 км и на глубине порядка 900 км (рис. 9). Слой верхней мантии в интервале глубин 50 – 250 км характеризуется заметным уменьшением скоростей Р- и S-волн соответственно с 8,1 и 4,6 км/с в верхах мантии до 7,8 и 4,3 км/с на глубинах 100 – 250 км под континентами и 50 – 60 км под океанами. Этот слой пониженных скоростей получил название «20° границы», или «волновод Гутенберга». Твердый субстрат выше волновода (под древними докембрийскими щитами он совпадает с границей Мохоровичича) получил название «литосфера», а подстилающая область верхней мантии вплоть до глу-

бин 250 – 400 км, где находится нижняя граница волновода, – «астеносфера» (рис. 9).

Начиная с глубин 250 – 400 км и 900 км сейсмология землетрясений указывает на аномально быстрое возрастание скоростей Р- и S-волн с 8,1 и 4,5 км/с до 11,2 и 6,0 км/с соответственно (рис. 9).

Выделение главнейших границ в теле Земли по характеру изменения скоростей распространения упругих волн позволило К. Буллену (1956), а затем Б. Гутенбергу (1963) построить модель внутреннего строения планеты (см. рис. 8). Ниже приведена таблица основных границ и скоростей распространения волн внутри Земли, а также фактора  $Q$ , характеризующего затухание волн внутри сферических оболочек.

Рис. 9. Изменение скоростей Р- и S-волн внутри Земли: 1 – мантия; 2 – внешнее ядро; 3 – внутреннее ядро

Установление оболочечного строения Земли принадлежит к выдающимся достижениям классической сейсмологии. Эти данные легли в основу определения законов изменения плотности, давления и ускорения силы тяжести внутри планеты, а вместе с ними позволили подойти к решению фундаментальной проблемы естествознания – установлению состава и природы оболочек Земли.

Таблица II.1

**Положение границ, скорости распространения и затухания сейсмических волн внутри Земли**

Слой	Глубина, км	Скорость волн, км/с		$Q$
		P	S	
A	0 – 33	6,75	3,8	450
B	33 – 400	8,06 – 9,64	4,5	60
C	400 – 900	11,4	7,18	150 – 550
D	900 – 2900	13,60	7,18	2000
E	2900 – 5000	7,50 – 10,0	0	4000
F	5000 – 5100	10,26	0	4000
G	5100 – 6371	11,28	3,6	400

### §3. Физическое состояние вещества геосфер

*Плотность.* Средняя плотность самой верхней литосферной оболочки Земли толщиной 0 – 33 км известна из непосредственных определений и ряда вполне приемлемых экстраполяций – она составляет 2,7 – 3,0 г/см<sup>3</sup>.

Средняя плотность вещества Земли легко определяется из закона тяготения Ньютона:

$$g = \frac{GM}{R^2}. \quad (\text{II.1})$$

Здесь  $G = 6,67 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/г·с<sup>2</sup> (в системе СГС) – гравитационная постоянная;  $M$  – масса однородной шарообразной Земли радиусом  $R$ . Отсюда можно найти массу Земли, если известна средняя плотность заполняющего ее вещества:

$$M = \frac{4\pi}{3} R^3 \bar{\rho}, \quad (\text{II.2})$$

откуда с учетом (II.1) находим

$$\bar{\rho} = \frac{3}{4} \frac{g}{\pi GR}. \quad (\text{II.3})$$

Подставляя в правую часть выражения (II.1) средние значения  $g = 982,0$  см/с<sup>2</sup> и  $R = 6,371 \cdot 10^8$  см, получаем:

$$\bar{\rho} = 5,517 \text{ г/см}^3. \quad (\text{II.4})$$

Таким образом, простой расчет показывает, что средняя плотность Земного шара почти в два раза больше средней плотности литосферной оболочки Земли. Следовательно, дефицит плотности должен восполняться на более глубоких уровнях планеты.

Характер изменения плотности с глубиной должен при этом удовлетворять закону изменения скоростей упругих волн, а распределение масс – наблюдаемому моменту инерции вращающейся Земли:

$$I = ma^2. \quad (\text{II.5})$$

Кроме того, плотность на поверхности Земли должна быть равна фактической средней плотности литосферы. Поэтому принятие наиболее простого закона непрерывно-монотонного возрастания плотности с глубиной в соответствии с гидростатической моделью хотя и дает

плотность в центре Земли порядка  $10 - 11 \text{ г/см}^3$ , близкую к вероятной (Магницкий, 1965), однако не отвечает ни одному из вышеперечисленных условий.

Близкое к реальному изменение плотности с глубиной было определено с учетом данных сейсмологии, среднего для Земли значения момента инерции  $I$ , известного по спутниковым данным, и средней плотности  $\bar{\rho}$ . Например, в случае однородной модели момент инерции был бы равен:

$$I^* = \frac{C + 2A}{3} = \frac{I}{Ma^2} = 0,4. \quad (\text{II.6})$$

Здесь  $C$  – момент инерции относительно полярной оси;  $A$  – момент инерции относительно экваториальной оси. Согласно наблюдениям значение  $I^*$  для реальной Земли оказалось равно (Мельхиор, 1976):

$$I/Ma^2 = 0,33089.$$

Это соответствует значительной концентрации массы в центре планеты. В этой связи интересно сравнить  $I^*$  для Луны – он равен  $0,402 \pm 0,02$ , т.е. Луну с хорошим приближением можно рассматривать как однородное тело.

В последние годы стало ясно, что учета только  $I^*$  оказывается недостаточно для того, чтобы объяснить особенности и периоды колебания земного шара, возникающие под действием сильных землетрясений (типа чилийского, 1961 г.) и суточных приливообразующих сил. Дело в том, что в случае полностью твердой Земли частота ее колебания под действием приложенной силы будет несколько выше, чем частота колебаний шара с «жидким» ядром. «Болтание» твердого субъядра относительно покрывающей его жидкой оболочки внешнего ядра увеличивает период колебания всей системы. Это и было обнаружено при исследовании периодов колебания Земли М. Молоденским (1961) и Г. Джеффрисом (1960).

С учетом этих данных и на основе ранее рассчитанной модели внутреннего строения Земли (Гутенберг, 1963; Мельхиор, 1976) методом машинного перебора установили, что для удовлетворения  $I^* = 0,33089$  и для получения наилучшего согласия с крутильными и сферическими колебаниями низких порядков (при прочих вышеперечисленных условиях) необходимо ввести аномальный скачок плотности на границе с ядром, т.е. на глубине 2900 км. Близкие результаты были получены Ф. Прессом (1968), рассмотревшим пять миллионов моделей

внутреннего строения Земли, соответствующих данному распределению скоростей. Путем согласования значений массы Земли, ее момента инерции, времени пробега Р- и S-волн и собственных колебаний на низших гармониках было выбрано четыре модели, удовлетворяющие всем условиям (табл. II.2). В частности, согласно данным Б. Болта и К. Буллена, в ядре имеются два скачка плотности на расстояния 1210 и 1660 км от центра Земли при общем радиусе ядра 3470 км (табл. II.2).

Таблица II.2

**Строение мантии и ядра Земли (по Мельхиору, 1975)**

Зона	$R$ , км	Скорость, км/с	Плотность, г/см <sup>3</sup>
Мантия	3470	10,0	8,33
Внешнее ядро	1810	10,03	9,6
	1660	10,31	10,05
Внутреннее ядро	1210		11,5
	0	11,23	13,23

*Давление и сила тяжести внутри Земли.* Нарастание давления  $P$  с глубиной  $r$  в недрах Земли подчиняется гидростатическому закону:

$$P = \rho gr, \quad (\text{II.7})$$

т.е. уплотнение пропорционально весу вещества слоя, приходящегося на единицу площади. Таким образом, давление изменяется как непрерывная функция, возрастающая с глубиной от 0 атм на поверхности до  $1,3 \cdot 10^6$  атм на границе внешнего ядра и  $4 \cdot 10^6$  атм в центре Земли (Магницкий, 1965; Гутенберг, 1963) (рис. 10).

Зная закон распределения плотности с глубиной, можно рассчитать изменение ускорения силы тяжести:

$$g(\rho) = \frac{4\pi G}{R^2} \int_0^R \rho(r)r^2 dr, \quad (\text{II.8})$$

где  $R$  – расстояние от центра Земли до измеряемого уровня на шаре. Ускорение силы тяжести медленно возрастает до границы внешнего ядра с 980 до 998 см/с<sup>2</sup>, на границе испытывает резкий скачок до 10,37 см/с<sup>2</sup> и затем быстро уменьшается к центру Земли, где оно равно нулю (рис. 10). Столь резкое уменьшение гравитации в твердом ядре, несомненно, должно иметь большое значение для создания здесь определенных условий дифференциации протоматериала планеты. В самом

деле, если ускорение силы тяжести на границе внешнего ядра по сравнению с поверхностью Земли увеличивается почти на  $2,7 \text{ см/с}^2$ , то центробежное ускорение уменьшается примерно на половину (порядка  $1,6 \text{ см/с}^2$ ). Со стороны центра Земли вектор ускорения силы тяжести будет направлен в сторону внешней границы «жидкого» ядра с одновременным увеличением в том же направлении центробежного ускорения. Из этого следует, что при такой структуре поля силы тяжести дифференциация вещества будет иметь большую составляющую по направлению от центра Земли. Следовательно, в сторону субъядра могут быть отобилизованы лишь наиболее тяжелые компоненты протовещества, причем для их перемещения потребуются дополнительная сила, направленная не вдоль радиуса. Такой силой может быть конвективное движение.

Рис. 10. Изменение с глубиной давления  $P$  (Па), плотности  $\sigma$  ( $\text{г/см}^3$ ), объемного модуля  $k$ , модуля жесткости  $\mu$  (Па) и ускорения силы тяжести  $g$  ( $\text{м/с}^2$ ) для модели Буллена;  $P$ ,  $k$ ,  $\mu$  выражены в ед.  $\cdot 10^{11} \text{ дин}\cdot\text{см}^{-2}$

Рассмотренные данные суммированы в табл. II.3 (Буллен, Хаддон, 1967):

Таблица II.3

**Физические параметры земных оболочек  
(по Буллену, Хаддону, 1967)**

Слой	Глубина, км	$P \cdot 10^{12}$ , дин·см <sup>-2</sup>	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$K \cdot 10$ дин·см <sup>-2</sup>	$\mu \cdot 10^{12}$ дин·см <sup>-2</sup>	$g$ , см/с <sup>2</sup>
A	0	0,000	2,84	0,65	0,36	982,2
B	15	0,004	3,31	1,03	0,71	983,2
	60	0,019	3,34	1,11	0,72	984,7
C	350	0,117	3,56	1,76	0,72	994,3
	650	0,234	4,25	2,76	1,43	998,1
D	850	0,321	4,44	3,24	1,73	996,1
	2700	1,24	5,42	6,17	2,86	1050
E	2878	1,34	9,89	6,50	0	1080

Слой	Глубина, км	$P \cdot 10^{12}$ , дин·см <sup>-2</sup>	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$K \cdot 10$ дин·см <sup>-2</sup>	$\mu \cdot 10^{12}$ дин·см <sup>-2</sup>	$g$ , см/с <sup>2</sup>
F	4561	2,93	11,83	11,97	0	630
	4711	3,04	12,26	12,40	0,52	590
	5161	3,33	12,70	13,57	0	430
G	6371	3,67	13,00	15,00	1,11	0

*Вязкость и жесткость внутри Земли.* Для оценки состояния текучести вещества внутри оболочек Земли необходимо знать их вязкость  $\eta$  и жесткость  $\mu$ . Эти параметры не могут быть получены из рассмотрения упругих свойств вещества недр Земли, так как последние вызваны кратковременными деформациями среды (секунды, доли секунды). Лишь длиннопериодные собственные колебания земного шара (порядка десятков минут и более), вызванные приливными силами и землетрясениями, а также вековые изменения скорости вращения Земли вокруг своей оси могут дать информацию об  $\eta$  и  $\mu$ .

Еще в начале прошлого века было установлено, что широта многих астрономических обсерваторий при измерениях в течение ряда лет не остается постоянной. Изменение широты могло происходить вследствие двух возможных причин – горизонтального смещения блоков земной поверхности либо от качания земной оси вращения. В 1980 г. одновременными измерениями широты в обсерваториях Берлина и Гонолулу, отстоящих друг от друга на 180° по долготе, было доказано второе предположение (Ботт, 1974). Эти данные также показали отсутствие горизонтальных перемещений Европы относительно дна центральной части Тихого океана. В 1892 г. А. Чандлер установил, что эти колебания широты имеют период 430,7 суток.

Для абсолютно твердой Земли, согласно Эйлеру, период собственных колебаний равен 305 суткам. Чем меньшую жесткость имеет тело Земли в целом и «жидкое» ядро в частности, тем больше будет период ее собственных колебаний. Таким образом, приведенные данные показывают, что реальная Земля отличается от абсолютно твердого тела и, следовательно, должна обладать определенной вязкостью. Наиболее сильное доказательство «жидкого» (или, во всяком случае, сходного с нею) состояния ядра после сейсмологических данных дают такие исследования нутаций. Н. Жобер теоретически показал значительные изменения наинизшего периода  $T$  колебаний Земли в зависимости от твердости внутреннего субъядра (Мельхиор, 1976):



$\mu$ , дин·см <sup>-2</sup>	T, мин
$36 \cdot 10^{11}$	51,9
$30 \cdot 10^{11}$	52,5
$15 \cdot 10^{11}$	52,24

Сравнение периодов собственных колебаний сферы, которые полностью определяются размерами, внутренним строением и упругими свойствами вещества внутри планеты, с моделями К. Буллена, Б. Гутенберга и др. показали для наинизших гармоник от чилийского (1960 г.) и аляскинского (1964 г.) землетрясений, что наблюдаемые периоды больше теоретических. Поскольку крутильные колебания Земли в отличие от сфероидальных не зависят от Р-волн, а зависят от S-волн (Мельхиор, 1976), то это значит, что необходимо отказаться от модели однородного жидкого или однородного твердого ядра и уточнить закон изменения плотности с глубиной. Этому условию удовлетворяла новая модель К. Буллена и М. Ботта, о которой говорилось выше, со скачками плотности на расстоянии 1210 и 1640 км от центра Земли (см. табл. II.2). Расчеты, выполненные различными авторами по результатам обработки приливного запаздывания вращения Земли (М. Молоденский, П. Мельхиор, Н. Такеучи и др.), дают для Земли в среднем  $\mu = 142 \cdot 10^{12}$  дин·см<sup>-2</sup>. Приблизительная оценка  $\mu$  внутри Земли в соответствии с данными по земным приливам может быть приведена по формуле Прея:

$$\mu = 16(1 - 0,83r^2) \cdot 10^{11} \text{ дин·см}^{-2}, \quad (\text{II.9})$$

где  $r$  – радиус. Таким образом, жесткость  $\mu$  растет с глубиной пропорционально квадрату радиуса. Однако эта оценка грубая, так как не учитывает скачков плотности на границах оболочек и не характеризует особые условия на границе внешнего ядра.

Чандлеровский период обусловлен изменением главного момента инерции Земли и для абсолютно жесткой сферы определяется из выражения (Мельхиор, 1976):

$$\tau_0 = \frac{A}{C - A} \tau_s, \quad (\text{II.10})$$

где  $A$  и  $C$  – моменты инерции относительно экваториальной и полярной осей;  $\tau_s$  – продолжительность звездных суток. Причиной колебания момента инерции Земли являются приливы, меняющие скорость ее вращения. По сравнению с позиционной астрономией, дающей дис-

кретные значения вариации широты как функции угла между отвесной линией и небесным экватором, измеряемого зенит-телескопом, наблюдения над приливами дают более детальные сведения вплоть до суточных колебаний. Однако выбор модели распределения  $\mu$ , которая удовлетворительно согласовалась бы с наблюдениями земных приливов и периодами колебания полюсов, представляет непростую задачу. Расчеты, выполненные М. Молоденским и Н. Такеучи, показывают, что возможен довольно большой интервал  $\mu$ , меняющийся в пределах от 0 до  $10^9$  дин·см<sup>-2</sup>, согласующийся с наблюдениями. П. Мельхиор (1968) полагает, что пока не будут преодолены аппаратные трудности и не решены проблемы исключения из наблюдений эффектов, не относящихся к приливным нутациям, мы не сможем выбрать реальную модель распределения  $\mu$ . На рис. 11 приведены расчетные данные поведения  $\mu$ , взятые из работы Б. Гутенберга (1963). Предполагаются наиболее вероятными распределения 2 и 3, так как они лучше согласуются с сейсмологическими данными о непрохождении поперечных волн через внешнее ядро и ослабление здесь продольных волн (Гутенберг, 1963; Смит, 1975). Таким образом, непрохождение S-волн через внешнее ядро, свидетельствующее об абсолютной или близкой к этому несжимаемости находящегося здесь вещества, возможно, имеет другую природу, так как данные по приливам указывают на вероятность нулевого  $\mu$ , хотя и значительно меньшего по сравнению с оболочкой. Аналогичный вывод получил Л.Н. Рыкунов в 1959 г. по результатам модельных исследований дифракции ультразвуковых волн. Величина  $\mu$  оказалась равной  $10^7$  дин·см<sup>-2</sup>.

Рис. 11. Жесткость вещества внутри Земли. Кривые: 1 – Швейдера и Хоскинса; 2 – Гутенберга; 3 – Пря

Особый интерес представляет оценка вязкости Земли как в целом для сферы, так и по отдельным оболочкам. Однако получить этот параметр из наблюдений над приливными деформациями твердой Земли и чандлеровских колебаний полюсов не удастся (Мельхиор, 1976). Это значит, что период релаксации возникающих при этом в теле Земли

напряжений деформации больше преобладающих периодов указанных колебаний (наибольший период лунных приливов составляет 18,61 года, качаний полюса – 1,2 года). Вместе с тем имеется немало признаков, свидетельствующих о том, что вещество недр Земли обладает определенной вязкостью. Сюда относятся экваториальное вздутие, периодическое и вековое колебательное движение полюса, вековое замедление вращения Земли, затухание ее собственных колебаний, изостазия и др. Поскольку величина

$$\tau = \frac{\eta}{\mu} \quad (\text{II.11})$$

характеризует период релаксации напряжений, то отсюда ясно, что наблюдаемые приливные и чандлеровские ряды  $T$  меньше  $\tau$  для всей Земли. Следовательно, имея твердость стали, земной шар массой  $5,974 \cdot 10^{27}$  г реагирует на возмущающие силы отнюдь не как абсолютно твердый стальной шарик небольшой массы, а как упруговязкое тело. Поэтому для определения  $\tau$  и, следовательно,  $\eta$  необходимо было найти на Земле процессы с заведомо большой длительностью. Таковым оказалось гляциоизостатическое поднятие Фенноскандии и Канадского докембрийского щита. Обе эти структуры характеризуются отрицательными гравитационными аномалиями (-25 и -35 мгл), соизмеримыми с площадью поднятия (Гутенберг, 1963).

Начиная с 6800 г. до н.э. величина поднятия составила 270 м и с учетом отрицательной гравитационной аномалии в 25 мгл следует ожидать дополнительного поднятия Фенноскандии еще на 200 м. Таким образом, для максимальной скорости поднятия в центре области, равной 1 м/100 лет, было получено  $\eta = 9 \cdot 10^{22}$  пуаз (дин·см<sup>-2</sup>·с) – для земной коры и  $\eta = 9 \cdot 10^{21}$  пуаз – для верхней мантии.

В существовании постгляциальных поднятий канадского и скандинавского щитов можно было бы сомневаться, так как точность измерений, производимых относительно среднего уровня моря, низка (Гутенберг, 1963). Последнее обусловлено неясностью различных реперов, сохранившихся на побережье Балтийского моря и Великих озер Северной Америки и принимаемых за уровни отсчета, методическими трудностями самих измерений, обусловленных, в частности, нерегулярными колебаниями среднего уровня моря, зависящими от метеоусловий, ветров, количества выпадаемых осадков, а также приливными прогибаниями твердой литосферы с различными периодами и неизвестными амплитудами, глобальными наклонами блоков земной коры,

вызванными тектоническими причинами и т.д. Однако начаты еще в 20-х годах А. Вегенером измерения толщины льда в Гренландии, а затем международные исследования в Антарктиде (Атлас Антарктики, 1969) выявили существенное прогибание кристаллической поверхности материка от периферии к центру по мере роста толщины ледяного панциря от 0 – 200 до 1200 – 3000 м. Факт образования под тяжестью льда такого прогиба в твердой кристаллической литосфере, а вместе с ним и значительных отрицательных аномалий силы тяжести служит сильной поддержкой вязкого постгляциального поднятия разгруженной коры в Канаде и Фенноскандии.

Г. Джеффрис (1922) произвел оценку вязкости внешнего ядра по степени ослабления продольных сейсмических волн, прошедших через него. Верхний предел  $\eta$  оказался равен  $10^9$  пуаз, т.е. существенно меньше, чем в коре и мантии. Это согласуется с рассмотренными выше данными об уменьшении жесткости  $\mu$  и, как показал Ф. Берч (1952), если вязкость  $\eta$  превысит  $10^{10}$  пуаз, то ядро станет обладать невязкими свойствами, характерными для твердых тел. А это уже будет противоречить данным сейсмологии и материалам по изучению собственных колебаний Земли. Нижний предел вязкости для Земли в целом по оценкам ее собственных колебаний составляет  $10^{18}$  пуаз. Учитывая значительное увеличение скорости распространения упругих волн и плотности в нижней мантии, значительно превышающее аналогичные параметры в земной коре, следует предположить, что и вязкость нижней мантии будет существенно больше  $10^{22}$  пуаз, т.е. вязкости литосферы.

Приведенные оценки  $\eta$ , хотя и довольно схематичны, позволяют установить порядок времени релаксации  $\tau$  в различных оболочках Земли.

Таким образом, на основе (II.11) в среднем для земной сферы имеем:

$$\tau_0 = \frac{10^{20} \text{дин} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}}{10^{12} \text{дин} \cdot \text{см}^{-2}} \approx 10^8 \text{ с}; \quad (\text{II.12})$$

для литосферы:

$$\tau_1 = \frac{9 \cdot 10^{22} \text{дин} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}}{0,3 \cdot 10^{12} \text{дин} \cdot \text{см}^{-2}} \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ с}; \quad (\text{II.13})$$

для астеносферы:

$$\tau_2 = \frac{9 \cdot 10^{21} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}}{0,7 \cdot 10^{12} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}} \approx 10^{10} \text{ с}; \quad (\text{II.14})$$

для нижней мантии (нижний предел  $\eta$ ):

$$\tau_3 = \frac{10^{24} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}}{3 \cdot 10^{12} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}} \approx 10^{12} \text{ с}; \quad (\text{II.15})$$

для внешнего («жидкого») ядра (верхний предел  $\eta$ ):

$$\tau_4 = \frac{10^9 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}}{0 \div 10^9 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}} \approx (\infty \div 1) \text{ с}. \quad (\text{II.16})$$

Таким образом, учитывая, что 1 год =  $10^7$  с, имеем период релаксации для земной сферы в целом 10 лет, для литосферы – 10 тыс. лет, для астеносферы – 1 тыс. лет, для нижней мантии – 100 тыс. лет и для внешнего ядра – от бесконечности до 1 с. Из приведенного видно, что для нижней мантии величина  $\eta$ , очевидно, сильно занижена, вероятнее всего (см. далее),  $\tau$  здесь измеряется многими миллионами, если не сотнями миллионов лет. Сравнивая  $\eta$  в среднем для Земли и  $\eta$  для ядра, можно заключить, что приведенные предельные значения  $\tau$  для ядра нереальны. Первое ( $\tau = \infty$ ) соответствует абсолютно твердому телу, второе ( $\tau = 1$  с) – ньютоновской жидкости, мгновенно реагирующей на приложенное напряжение. Как мы видели выше, ни то ни другое в ядре не наблюдается. Скорее всего реальное значение  $\eta$  надо искать где-то посередине между  $10^9$  и бесконечностью, чтобы полученная величина была близка к  $10^7$  с. Возможны значения  $\eta = 10^1 - 10^2$  пуаз. Но в этом случае нам придется объяснить причину непрохождения через внешнее ядро поперечных волн нежидким его состоянием. В свете современной теории поведения высокопроводящей плазмы в магнитном поле такое объяснить возможно. Об этом мы будем говорить при рассмотрении проблемы генерации геомагнитного поля.

Важнейший вывод, который следует из сравнения параметров жесткости и вязкости Земли, заключается в том, что верхние оболочки и внешнее ядро сферы в масштабе десятков тысяч лет можно рассматривать как пластичное тело. Для существенно меньших интервалов времени это упругая среда, подчиняющаяся закону Гука. В этом заключается фундаментальная физическая особенность Земли как планетного тела, из которой вытекают важные геофизические и тектонические

следствия в приложении к перисфере Земли. В частности, меньшая по сравнению с литосферой вязкость астеносферного слоя (волновод Гутенберга) подтверждается тем, что 97% всех зарегистрированных землетрясений имеют очаги не глубже 30 – 50 км (Гутенберг, 1963). Глубокие же землетрясения (300 – 720 км), выходящие за пределы волновода, имеют ограниченное распространение и приурочены главным образом к узким линейным зонам континентальной окраины и островных дуг, где, вероятно, физические условия состояния вещества волновода нарушены (Ботт, 1974). Иными словами, столь характерная сейсмичность перисферы обусловлена малым периодом релаксации подстилающего ее материала, отчего возникающие здесь напряжения успевают рассасываться без разрыва сплошности пород. Поскольку интервал времени между главными циклами тектогенеза составляет примерно 100 млн. лет (Штилле, 1964), то для того, чтобы удовлетворить этому порядку в выражении (II.45) для нижней мантии, мы должны принять  $\eta = 10^{27}$  пуаз, тогда  $\tau$  будет равно  $10^{15}$  с, или  $10^8$  лет.

Таким образом, верхний предел вязкости нижней мантии будет оцениваться величиной  $\eta = 10^{27}$  пуаз. Эта величина больше соответствует физическим параметрам нижней мантии и общему, как мы увидим далее, инертному ее состоянию.

*Термодинамическое состояние недр.* Давление и температура внутри Земли представляют для нас наибольший интерес. Эти параметры, будучи независимыми, в свою очередь, контролируются массой тел; в данном случае массой Земли. Это следует из формул теории гравитационного потенциала (см. гл. II, § 3):

$$M = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho; P = \sum_{i=0}^n \rho_i g_i \Delta h_i; g = \frac{GM}{R^2}.$$

Формулы действительны в предположении однородной Земли со средней плотностью  $\rho = 5,52$  г/см<sup>3</sup>. В таком случае давление нарастает с глубиной по квадратичному закону:

$$P = P(0)(1 - h^2), \text{ где } P(0) = \frac{1}{2} g_0 \bar{\rho} R = 1,73 \cdot 10^6 \text{ атм.}$$

Оно изменяется от 0 на поверхности до  $1,73 \cdot 10^6$  атм. в центре планеты. Однако в реальной модели, вследствие концентрации массы к центру Земли, значение  $g$  уменьшается медленней. Поэтому давление будет здесь выше теоретического значения почти в два раза  $3,6 \cdot 10^6$  атм. (Жарков, 1978). Для более точных расчетов используются данные

сейсмологии об изменении скоростей продольных  $V_p$  и поперечных  $V_s$  волн внутри Земли и вычисляют параметр  $\Phi$ :

$$\Phi = \frac{K}{\rho} = V_p^2 - \frac{4}{3}V_s^2, \quad (\text{II.17})$$

где  $K$  – модуль сжатия. Используя параметр  $\Phi$ , можно определить изменение  $\Delta\rho$  с глубиной:  $\Delta\rho = \frac{1}{\Phi} \Delta P$ . Поскольку  $\Delta P = \rho g \Delta h$ , исходя из обоих выражений  $\Delta P$ , получим уравнение для определения приращения плотности с глубиной внутри Земли:  $\Delta P = \frac{\rho g}{\Phi} \Delta h$ . Полученное выражение тождественно уравнению Адамса-Вильямсона (II.17). Теперь, зная распределение плотности  $\Delta\rho$ , можно найти закон изменения давления  $P = P(\rho)$ . Поскольку сила тяжести  $g$  определяется выражением  $g = \frac{GM}{r^2}$ , то становится ясно, что давление функционально связано с массой планетного тела. Чем больше эта масса, тем более высокое давление будет развиваться в ее недрах.

Как эти параметры связаны с температурой? Напомним физический смысл температуры. Это скорость и амплитуда колебания атомов или ионов относительно своего состояния равновесия. Чем выше энергия колебаний, тем выше температура. Состояние покоя атомами и ионами достигается при абсолютном нуле Кельвина ( $-273,16^\circ\text{C}$ ). Вывод из состояния равновесия осуществляется за счет изменения давления и собственного объема тела. Уравнение состояния оценивается выражением  $P = P(V, T)$ . Таким образом, внутренняя энергия тела определяется потенциальной энергией его атомно-молекулярной решетки  $U_n$  и кинетической энергией теплового движения атомов или ионов возле состояния равновесия  $U_k$ :  $E = U_n + U_k$ . Величина  $U_n$  зависит от объема  $V$  и давления  $P$ ;  $U_k$  – от давления  $P$ , объема  $V$  и температуры  $T$ :  $E(V, T) = U_n(V) + U_k(V, T)$ . В соответствии с этим выражением и давление  $P$  также состоит из потенциальной части  $P_n$ , зависящей от объема  $V$  и, следовательно, от массы  $M$  космического тела, т.е.  $V = M/\rho$  и кинетической части  $P_k$ , характеризующей тепловое движение:  $P = P_n(V) + P_k(V, T)$ . Уравнение состояния имеет вид:

$$P(\rho, T) = P(\rho, 0) + \frac{3RT}{A} \rho \gamma(\rho),$$

где  $R = 8,3114 \cdot 10^7$  эрг/град·моль – газовая постоянная;  $T$  – абсолютная температура Кельвина;  $A$  – средний атомный вес;  $\gamma(\rho)$  – параметр Грюнайзена (функция плотности).

Вклад теплового давления, возникающего из-за тепловых колебаний атомов, в полное давление в условиях планетных недр не превышает 10 – 20% (Жарков, 1978). Поэтому закон изменения давления в недрах планет в основном определяется первым слагаемым уравнения состояния  $P(\rho, 0)$ , называемым нулевой изотермой. По приведенной ниже табл. II.4 можно получить представление об изменении плотности в зависимости от давления для различных космохимических элементов и соединений.

Таблица II.4

**Плотность в зависимости от давления в атм.  
для космохимических элементов и соединений, г/см<sup>3</sup>**

$P$ , бар	H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	SiO <sub>2</sub> (стисшовит)	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	FeO	Fe
	0,089	1,516	4,287	3,988	5,907	8,311
10 <sup>3</sup>	0,112	1,552	4,2884	3,9896	5,911	8,317
10 <sup>4</sup>	0,170	1,622	4,291	4,004	5,947	8,369
10 <sup>5</sup>	0,320	1,997	4,390	4,128	6,240	8,797
10 <sup>6</sup>	0,694	3,126	5,300	5,070	7,962	11,041
10 <sup>7</sup>	1,83	6,607	9,795	9,638	13,996	17,620
10 <sup>8</sup>	5,79	17,061	23,769	23,497	32,600	38,637

На рис. 10 (с. 34) показано изменение давления  $P$  и силы тяжести внутри Земли. Давление постепенно возрастает от 0 на поверхности до  $3,6 \cdot 10^6$  атм. в ядре. Сила тяжести в мантии постоянна, а с границы внешнего ядра (2900 км) закономерно уменьшается до нуля в центре земного ядра.

Зависимость температуры плавления  $T_{пл}$  для химически однородных веществ от давления была впервые показана Клаузиусом и Клайпероном:

$$\frac{dT_{пл}}{dP} = \frac{T_{пл}}{L} (V_1 - V_2),$$



где  $L$  – скрытая теплота плавления;  $V_1$  и  $V_2$  – объемы жидкой и твердой фаз.

Для ядра и оболочки градиент температуры рассчитывался по формуле:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{g\alpha T}{C_p},$$

где  $\alpha$  – объемный коэффициент теплового расширения;  $C_p$  – удельная теплоемкость. Характерный градиент  $T$  для ядра равен

$$\frac{dT}{dr} = -0,14 \text{ К/км.}$$

Отсюда на границе внешнего ядра и мантии температура равна 3700 К. Рассчитанные по данной формуле температуры по оболочкам Земли приведены в табл. II.5.

Таблица II.5

**Значения термодинамических величин оболочек в земном ядре при распределении температур (по Жаркову, 1978)**

Вдоль адиабатического градиента		Вдоль кривой плавления	
Глубина, км	$T$ , К	Глубина, км	$T$ , К
100	1500	2900	4300
200	1575	3600	4900
600	1800	4400	5650
1000	1950	5000	6050
1800	2160	6371	6300
2900	2400		

Представим себе атомную решетку, состоящую из одинаковых ионов, окруженных отрицательными электронами. Под действием высокого давления происходит смещение ионов от их равновесного положения. При больших давлениях среднеквадратичная амплитуда колебаний ионов относительно положения равновесия может стать настолько большой, что ионы начинают перекрываться и даже меняться местами. В этом случае решетка прекращает свое существование, а вещество из твердой фазы переходит в расплав.

#### §4. Строение газовой оболочки

Газовая оболочка Земли – ее атмосфера, как и другие земные оболочки, включая гидросферу и биосферу, является производной внутренней активности планеты. Она формировалась за счет дегазации и вулканизма из зоны астеносферы. Следовательно, масса атмосферы и ее химический состав непрерывно эволюционировали в истории Земли.

Современная атмосфера имеет азотно-кислородный состав: 78,1% – азота, 20,9% – кислорода. В ней также содержится от 0,3 до 3% паров воды, 0,9% аргона и 0,03% углекислого газа. Среди примесей присутствуют неон, криптон, водород, метан и другие газы. Такой состав атмосферы имеет до высоты 100 – 120 км при общей толщине газовой оболочки 1800 – 2000 км.

Поскольку земная атмосфера является продуктом внутренней активности планеты, то следовало бы ожидать, что ее состав будет близок составу глубинных газов, т.е. она должна была содержать водород, метан, аммиак, сероводород, углекислоту, различные вулканические дымы более сложного состава. По всей вероятности, такая атмосфера была в начале жизни Земли. Будем называть ее первичной. Однако такая атмосфера не будет устойчивой. С началом фотолиза, в результате которого молекула воды диссоциирует на атом водорода и радикал гидроксила  $\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}^+ + \text{OH}^-$ , гидроксильные радикалы, взаимодействуя друг с другом, а также участвуя в процессах органического синтеза, образуют молекулы перекиси водорода с последующим распадом их на воду и свободный молекулярный кислород (Кесарев, 1976):

$4\text{HO} \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$ . Свободные атомы водорода, не вошедшие в реакции, поднимаются в верхние зоны атмосферы, где они образуют протоносферу и диссипируют в космос. Молекула кислорода достаточно велика и массивна, чтобы диссипировать. Поэтому кислород, опускаясь под действием силы тяжести в нижние зоны атмосферы, становится важнейшим его компонентом. Постепенно накапливаясь, кислород положил начало химическим процессам в земной атмосфере. Благодаря химической активности атмосферного кислорода в первичной атмосфере начались процессы окисления глубинных газов. Образовавшиеся при этом окислы выпадали в осадок. При этом часть газов, в том числе и метана, не вышла на поверхность планеты и осталась в коллекторах земной коры. В верхних горизонтах астеносферы – низах земной коры – вполне могли образовываться органические соединения по схеме:  $\text{H} + \text{CO}_2 + \text{NH}_2 \rightarrow$  органические соединения, давшие начало глубинной нефти, газу.

Процесс фотолитического образования кислорода атмосферы был основным в начале геологической эволюции Земли. Источником паров воды могли быть только вулканы. По мере очищения первичной атмосферы от глубинных газов и формирования вторичной, основными компонентами которой были углекислота и двуокись азота, создавались условия для появления фотосинтезирующих растений типа сине-зеленых водорослей. С их появлением процесс насыщения атмосферы кислородом значительно ускорился. При ассимиляции углекислоты атмосферы зелеными растениями образовывался кислород, а при освоении почвенными бактериями – двуокись азота – азот.

Таким образом неустойчивая вторичная атмосфера переходит в третичную атмосферу, состоящую из смеси свободных молекул азота и кислорода. Степень устойчивости этой современной атмосферы определяется массой планеты и температурой ее газовой оболочки. Очевидно, что диссипация атмосферы начнется в том случае, когда параболическая скорость отрывающейся от Земли молекулы газа  $V_{nap}$  будет меньше среднеквадратичной скорости ее теплового движения  $V^2$ :

$$V_{nap} \leq V^2 = \sqrt{\frac{3kT}{M}},$$

где  $T$  – температура;

$V$  – скорость;

$M$  – молекулярный вес газа;

$k$  – постоянная Больцмана.  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К.

Подставляя под знак корня значения известных величин и полагая  $T$  в периоды солнечной активности равной 1600 К, находим, что при  $T/M < 420$  происходит диссипация газа атмосферы. Нетрудно увидеть, что Земля будет непрерывно терять газы с молекулярным весом  $M \leq 4$ . Это значит, что земная атмосфера не способна удерживать водород и гелий, которые будут непрерывно диссипировать. Так, время полной диссипации всего атмосферного водорода при  $T = 1600$  К составляет четыре года, гелия – 1,6 млн. лет, кислорода –  $10^{29}$  лет. Постоянное присутствие в атмосфере водорода и гелия свидетельствует о непрерывном пополнении ими газовой оболочки за счет глубинных газов планеты.

До высоты примерно 500 км плотность атмосферы еще достаточно велика. Поэтому молекулы, тепловая скорость которых в этом диапазоне высот будет равна или больше параболической, не смогут диссипировать из-за многочисленных столкновений. В результате такого

хаотического движения происходит гашение их скоростей. Однако выше 500 км газ настолько разрежен, что вероятность столкновений резко уменьшается. Этот уровень мы можем рассматривать как уровень диссипации водорода и гелия в условиях современной Земли.

Атмосфера имеет стратифицированное строение. До высоты 100 – 120 км вследствие активных турбулентных процессов, вызванных температурными контрастами между экватором и полюсами, неравномерным нагреванием земной поверхности солнечным теплом, происходит интенсивное перемешивание воздушных масс. Выше указанной границы происходит гравитационное разделение газов по удельному весу. От 120 до 400 км преобладают молекулярный азот и атомарный кислород. Выше (до высоты 700 км) преобладает атомарный кислород. Внешняя часть атмосферы (до 1000 – 1500 км) имеет преимущественно гелиево-водородный состав. Легкие водород и гелий как бы всплывают над более тяжелой молекулярной оболочкой. Здесь они полностью ионизованы. Наблюдаемая структура земной атмосферы сложилась под воздействием трех основных факторов – гравитационного расслоения, турбулентного перемешивания и взаимодействия газов с солнечной радиацией. Выделяются четыре основных слоя: тропосфера, стратосфера, мезосфера и термосфера (ионосфера) (рис. 12).

*Тропосфера.* Это приземный слой атмосферы, простирающийся до высоты 12 – 18 км. В нем содержится до 80% массы всей атмосферы, водяной пар и частицы пыли антропогенного и естественного происхождения (вулканизм, пыльные бури и т.д.). На уровне моря атмосферное давление равно 760 мм ртутного столба, или 1013,32 гПа. С высотой давление

Рис. 12. Строение земной атмосферы

падает и на верхней границе тропосферы не превышает 0,026 атм (26 гПа). Тропосфера пронизывается двумя видами солнечной энергии – световой и тепловой. Оптическое окно атмосферы находится в пределах длин световых волн 455 – 700 нм. Потоки света и тепла частично рассеиваются облаками и частицами пыли и газов тропосферы, но в основном достигают земной поверхности, нагревая ее до 20 – 40°C. Нагреваясь, Земля переизлучает тепло в атмосферу, но в более длинноволновом диапазоне – инфракрасном. Это тепло поглощается парами воды и углекислого газа. Происходит прогревание тропосферы снизу. Поэтому с высотой температура тропосферы падает в среднем на 6 градусов на километр. Благодаря наклону земной оси к плоскости орбиты и сферичности Земли, количество тепла, получаемое земной поверхностью по долготе – от экватора до полюсов, – сильно меняется. На его распределение оказывают влияние также рельеф, океанические и морские бассейны.

*Стратосфера.* От верхней границы тропосферы до высоты 50 – 55 км температура мало меняется и составляет около 220 К. Этот слой получил название «стратосфера». Вследствие вымерзания паров воды в верхних слоях тропосферы в стратосфере почти не происходит поглощения инфракрасного излучения, поступающего снизу. Лучистая теплопроводность стратосферы значительно выше, чем тропосферы. Этим объясняется наблюдаемая стабильность ее температуры. Давление на верхней границе снижается до  $3 \cdot 10^{-3}$  атм (3 гПа). Температура несколько повышается до 270 К (около 0°C). Это повышение температуры обусловлено фотохимической реакцией разложения молекулы озона  $O_3$ , сопровождающейся выделением тепла. Реакция идет за счет поглощения озоном ультрафиолетового излучения с длиной волны 288,4 нм. Озоновый слой располагается на высоте 20 – 30 км и является последним щитом на пути губительного для биосферы ультрафиолетового излучения. Поэтому указанная высота может рассматриваться как верхняя граница географической оболочки.

*Мезосфера.* В промежутке высот 50 – 85 км располагается слой низких температур атмосферы, получивший название «мезосфера». Температура здесь падает до минус 100 – 130°C. В эту область газовой оболочки уже не поступает теплое инфракрасное излучение от земной поверхности. Давление здесь падает до  $7 \cdot 10^{-5}$  атм (7 Па).

*Термосфера.* Над мезосферой выше 85 км температура начинает расти и на уровне примерно 400 км достигает максимального значения 1000 К. В период солнечной активности она может увеличиваться до

1800 К. Выше 400 км температура не меняется. Эта область изотермии, собственно, и будет называться термосферой. В термосфере газ представляет собой слабоионизированную плазму, образующуюся под действием жесткого ультрафиолетового излучения, путем ионизации атомарного кислорода. Поэтому термосферу иногда называют ионосферой. Термосфера простирается до высоты 1200 км и далее до 20000 км переходит в протоносферу – водородную корону Земли. Протоносфера почти полностью состоит из ионизованного водорода с незначительной примесью гелия. Плотность газа здесь ничтожно мала, а давление уменьшается до  $10^{-14}$  атм ( $10^{-9}$  Па). В условиях такого разрежения при соударении с квантами высоких энергий атомы и ионы водорода приобретают высокие скорости движения, превышающие параболическую (8,2 км/с). Возможность потери энергии за счет столкновения с другими атомами очень мала. Поэтому вероятность диссипации водорода и гелия сильно возрастает. Расчеты показывают, что вся протоносфера при отсутствии непрерывного пополнения ее за счет фотолиза молекулы воды рассеялась бы за несколько десятков секунд (Ермолаев, 1975).

### **Глава III. СОСТАВ И ЭВОЛЮЦИЯ ВЕЩЕСТВА ГЕОСФЕР**

#### **§1. Происхождение и эволюция земных оболочек**

Ключевым вопросом, определяющим направленность эволюции протопланетного вещества Земли, является вопрос о природе ее оболочечного строения. При этом необходимо в первую очередь решить, являются ли оболочки производными физико-химических процессов, возникающих в недрах однородно-конденсированного холодного пыле-газового материала, или же основы зонального строения были заключены при первичном формировании планеты? В первом случае при однородной консолидации, вследствие равномерного распределения по всему объему планеты радиоактивных элементов (урана, тория, калия, а также некоторых недолговечных изотопов с меньшим периодом полураспада), неизбежно произошел бы равномерный разогрев всей планеты. С учетом низкой теплопроводности силикатных пород охлаждение недр путем нормальной диссипации тепла происходило бы крайне медленно, главным образом за счет охлаждения самых верхних слоев. Если же учесть, что генерация тепла осуществлялась не только за счет энергии сжатия протоматериала вращающейся планеты и энергии, возникшей при этом дифференциации, в результате сильного приливного воздействия близкой Луны, а также начавшихся процессов

физико-химических реакций, то общий баланс тепла был бы существенно положителен (табл. III.1). Отсюда неизбежен значительный разогрев планеты с переходом протовещества в пластичное состояние, лишенное отмеченных выше особенностей оболочечной дифференциации и, в частности, твердой нижней мантии.

Таблица III.1

**Баланс тепла на Земле (по Орлёнку, 1980)**

Источник тепла	Q	
	кал	эрг
Радиоактивный разогрев (только долгоживущие изотопы)	$1,4 - 4,5 \cdot 10^{30}$	$0,6 - 1,2 \cdot 10^{38}$
Гравитационная дифференциация	$6-20 \cdot 10^{31}$	$1,5 - 5 \cdot 10^{38}$
Сжатие Земли	$3 \cdot 10^{31}$	$1,2 \cdot 10^{39}$
Физико-химические реакции	$4 \cdot 10^{30}$	$1,7 \cdot 10^{37}$
Приливное трение	$0,9 \cdot 10^{30}$	$0,36 \cdot 10^{38}$
<i>Всего</i>	$9 \cdot 10^{31}$	$3,4 \cdot 10^{39}$

Во-вторых, потребовался бы длительный, порядка миллиарда лет, интервал времени для разогрева недр до температур, необходимых для осуществления физико-химических реакций и механизма дифференциации протовещества на геосферы (Любимова, 1968). Это, в свою очередь, противоречит данным о возрасте древнейшей земной и лунной коры равном 4,5-4,7 млрд. лет (Ботт, 1974) и указывает на ее образование сразу же после формирования планетных тел. В-третьих, нет никаких оснований полагать, что формирование Земли происходило из однородного газопылевого облака. Вполне вероятно наличие первичного ядра конденсации в виде конгломерата крупных астероидов, имевших к тому же большую, чем окружающие частицы, плотность. Приведенные соображения свидетельствуют в пользу принятия второй гипотезы, а именно – прообраз современного оболочечного строения Земли в основных чертах был заложен в самом первоначальном механизме формирования планеты. Согласно В. Руднику и Э. Соботовичу (1973), впервые предложившим зональную гипотезу аккреции протовещества, «центром» конденсации Земли служили крупные реликтовые фрагменты типа железных (а, возможно, каменных и даже ледяных) астероидов, практически не содержащих радиоактивности. По мере расходования крупных реликтовых тел уменьшался вызываемый

ими общий термальный эффект на поверхности растущей Земли и над возникшем расплавом (пластичное ядро) образовалась термоизоляционная покрывка (нижняя мантия). Таким образом были сформированы протогеосферы Земли – твердое внутреннее ядро и твердая холодная мантия, между которыми, как в термосе, сохранился расплав.

В модели В. Рудника и Э. Собоновича природу слоя Гутенберга, характеризующегося, как мы видели, пониженной вязкостью, можно объяснить как зону вторичного разогрева и аккумуляции радиогенного тепла, вследствие концентрации здесь основной массы радиоактивных, в том числе короткоживущих изотопов  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{227}\text{Np}$  и др. с периодом полураспада  $10^6 - 10^8$  лет (Войткевич, 1973). Следовательно, эти изотопы в первые же десятки миллионов лет после образования планетного тела способствовали быстрому разогреву и первоначальному поддержанию тепла в областях внешнего ядра и зарождающейся астеносферы. Изотопы  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{40}\text{K}$ , имеющие период полураспада соответственно 4, 5; 13,9 и  $1,3 \cdot 10^9$  лет, основное тепло дали в первый миллиард лет после образования планеты; в последующем их вклад должен был уменьшаться.

Начавшаяся аккреция протовещества, физико-химические процессы и сопутствующая им гравитационная дифференциация в условиях быстро вращающейся планеты и под сильным влиянием близкорасположенной Луны (Мельхиор, 1968), образовали источники тепла и энергии. Таким образом, две зоны – реликтовая протогеосфера внешнего ядра и вторичная радиогенная астеносфера – явились, по всей вероятности, в дальнейшем тем горнилом, через которое прошла значительная часть первичного планетного вещества. Итог этой дифференциации и гетерогенной аккреции протопланетного облака известен. Он хорошо отражен в сводной таблице Гутенберга – Буллена (1966) (табл. III.2).

Таблица III.2

Внутреннее строение Земли (по Гутенбергу-Буллену, 1966)

Геосфера	Интервал глубин, км	Интервал плотности, г/см <sup>3</sup>	Доля объема Земли, %	$M \cdot 10^{25}$ г	Доля полной массы, %
Кора А	0 – 33	2,7-3,0	1,55	5	0,8
Мантия В	33-400	3,3-3,6	16,67	62	10,4
С	400-1000	3,6-4,6	21,31	98	16,4



D	1000-2900	4,6-5,6	44,28	245	41,0
Ядро E	2900-5000	9,4-11,5	15,16	-	-
F	5000-5100	11,5-12,0	0,28	188	31,5
G	5100-6371	12,0-12,3	0,76	-	-

Третья часть массы Земли приходится на ядро и  $\frac{2}{3}$  на ее мантийную оболочку. При этом почти половина вещества планеты сконцентрирована в нижней мантии в интервале 1000 – 2900 км. Учитывая тот факт, что древнейшие породы земной коры имеют возраст порядка  $3,9 \cdot 10^9$  лет, а возраст Земли не превышает  $4,6 \cdot 10^9$  лет, необходимо признать, что процесс тепломассопереноса из недр к перисфере начался еще на ранней стадии развития Земли. Следовательно, формирование планетного тела шло очень быстро.

Согласно оценкам В. Сафронова (1972), время образования современной массы Земли составляет  $10^7 - 10^8$  лет, что вполне согласуется с данными о возрасте ( $4,5 \cdot 10^9$  лет) лунной коры. А это значит, что астеносфера сформировалась уже в первые сотни миллионов лет.

Как же шла дальнейшая эволюция протопланетного вещества и каков современный состав оболочек Земли? От решения этих вопросов во многом зависит установление ведущего механизма в формировании конечного звена всей иерархии процессов – внешней перисферы Земли в ее океанических и континентальных секторах. В литературе этот вопрос обсуждается давно, начиная с работ Г. Джеффриса (1960), Б. Гутенберга (1949, 1963), В. Лодочникова (1939), А. Капустинского (1958), К. Буллена (1966), В. Магницкого (1965), Б. Личкова (1965), В. Виноградова (1962) и др. и кончая последними работами В. Жаркова и др. (1971), Ф. Стейси (1972), М. Ботта (1974), Г. Войткевича (1973), В. Кесарева (1976) и др. Однако, несмотря на превосходный синтез, выполненный в большинстве указанных работ, и высокий авторитет исследователей, труды которых фактически создали новое направление в естественной науке – «физику Земли», единого мнения по рассматриваемой проблеме нет. Наиболее же противоречива та часть этих работ, где авторы начинают рассматривать приложение физических процессов, идущих в недрах Земли, их проявление в тектогенезе перисферы.

Вместе с тем рассмотренные выше данные и их последующий синтез с известными явлениями и процессами в перисфере Земли и других планет позволяет выстроить логику фактов и следующих из них простых умозаключений (допускающих проверку натурным экспериментом), которые приводят к закономерным следствиям, объясняющим многие аспекты рассматриваемой проблемы.

И дело здесь отнюдь не в недостатке информации. Выводы могут уточняться и, как справедливо заметил В. Кесарев (1976), «сущность проблем состоит не только и не столько в дополнительной информации, сколько в выработке определенного угла зрения на имеющуюся информацию» (с. 8 – 9).

По единодушному мнению исследователей, выпадающие на Землю метеориты являются остатками космического материала, который пошел на формирование протопланет Солнечной системы. Поскольку все метеориты подразделяются на три класса – железные, железно-каменные и каменные (есть еще и ледяные астероиды) – и практически содержат все элементы, известные в породах Земли, то вслед за Г. Юри и В. Гольдшмидтом исследователи полагают следующий состав главных оболочек: железные метеориты отражают состав твердого субъядра, каменные – состав верхней мантии, железнокаменные – внешнее «жидкое» ядро. Нижняя мантия скорее всего представлена материалом железо-каменных метеоритов.

В физическом плане первичное планетное вещество со средней плотностью  $2,9 \text{ г/см}^3$  представляет собой твердую фазу. Именно из такого твердого холодного вещества формировалась первоначальная масса протопланеты. В химическом плане, согласно В. Кесареву (1976), протопланетное вещество можно рассматривать как двухкомпонентное топливо, состоящее из гидридов металлов ( $\text{FeH}_2$ ) – восстановителей и пероксидов металлов ( $\text{CaO}_2$ ) – окислителей. Первые в условиях высоких температур и давлений, порождаемых энергиями термогравитации, высоких скоростей вращения, сильных приливных возмущений и падения на начальном этапе больших масс крупных метеоритов, играли роль горючего, вторые – окислителя. Окислы кремния, алюминия, магния и др. металлов – иницирующие добавки к топливу. Катализатором и регулятором физико-химических процессов в молодой Земле, несомненно, явилось мощное приливное воздействие сравнительно близко расположенной Луны и большая скорость вращения (Орлёнок, 1980, 1985).

При меньших расстояниях приливные возмущения в твердой Земле были значительней, чем сейчас, и это способствовало быстрому гравитационному перемешиванию протоматериала в горячих зонах. Выделившаяся при этом значительная энергия также способствовала разогреву ядра и астеносферы Земли и отсюда раннему формированию протокоры, остатки которой сегодня обнаруживаются на древних докембрийских щитах суши и океанического дна. Аналогичное влияние оказывало земное притяжение на твердые лунные приливы в сочета-

нии с быстрым вращением. Поэтому нет ничего удивительного, что лунная протокора имеет возраст, близкий к возрасту обеих планет. Мощные твердые приливы инициировали быстрый разогрев недр обеих планет и выплавление протокоры. Но если в условиях Земли, обладающей большой абсолютной массой, этот разогрев в основном локализовался в двух зонах – внешнем ядре и астеносфере, что стало лишь началом длительного процесса дифференциации протоматериала, который в итоге привел к ее современной глубинной структуре, то в условиях Луны, имеющей массу  $1/81$  земной, этой вспышкой активности все в основном и закончилось. Только поэтому американские астронавты смогли прямо на поверхности Луны подобрать образцы пород возраста  $4,6 \cdot 10^9$  и  $3,7 \cdot 10^9$  лет (Ботт, 1974; Стейси, 1972). На Земле отыскать древнейшие породы так легко не удалось бы, ибо в ходе последующей геологической деятельности они оказались либо переработаны, либо захоронены под толщей более молодых экзогенных и эндогенных образований. Взаимодействие системы Земля – Луна выразилось также в замедлении скорости вращения обеих планет, что компенсировалось отчасти увеличением орбитального момента Луны. В итоге Луна удалялась от Земли и одновременно замедлялось вращение ее вокруг оси. Уменьшавшееся при этом приливное взаимодействие стабилизировало процессы в недрах Земли. Скорость удаления Луны сразу после образования системы была значительно больше, чем в последующие эпохи (Мельхиор, 1968; Ботт, 1974; Стейси, 1972). Экстраполяции по известной скорости замедления вращения Земли позволили Х. Герстенкорну (1955) прийти к заключению, что максимальное сближение планет на 3 – 4 земных радиуса имело место в интервале между 1400 – 1600 млн. лет. Это невероятно поздно. Да и в докембрийской геологии мы не знаем следов катастроф. Х. Герстенкорн не учитывал изменение момента инерции Земли за счет роста ее ядра, на что указал С. Ранкорн (1964). Вследствие этого скорость обмена моментами количества движения между двумя телами могла быть существенно различна в разные периоды времени. Не учитывался также фактор поздней океанизации Земли, начавшейся всего 60 – 70 млн. лет назад (Орлёнок, 1980, 1985). Если основной физико-химический процесс переработки первичного протопланетного вещества Земли шел в зоне внешнего ядра, характеризующегося, как мы видели, наиболее сильными аномалиями во всех параметрах, то твердое субъядро, сложенное в основном первичным конденсационным материалом, лишь в малой степени наращивалось продуктами полураспада в результате термохимических реак-

ций протовещества. Первичное протопланетное вещество, исходя из логики вышеизложенного, составляет всю нижнюю мантию и внутреннее субъядро. Следовательно, около 40% протовещества еще не прошло через горнило химических реакций внешнего ядра и отчасти астеносферы.

В условиях высоких температур (3000°C) и давлений ( $1,3 \cdot 10^6$  атм), которые достигаются на уровне 2900 км и переводят вещество в ионизованное состояние, действуют законы не межмолекулярной, а ионной, атомной и радиационной химии, и реакция, согласно В. Кесареву (1976), идет по схеме:



т.е. в результате взаимодействия дигидридов металлов с пероксидами образуются металлы, их окислы и вода. Вместе с карбидами, нитридами, сульфидами глубинная вода образует газы. При этом наиболее тяжелые компоненты – металлы – в поле термогравитации опускаются к центру Земли и наращивают твердое субъядро, окислы металлов поднимаются к подошве твердой оболочки, а газообразные продукты реакции выводятся к внешним зонам планеты, к ее перисфере (рис. 13). Выше мы видели, что по давлениям, температуре, жесткости, периоду релаксации и высокой вязкости нижняя мантия никак не сравнима с зоной внешнего ядра. Поэтому допустить возможность миграции через нее легких продуктов внутриядерных реакций, по меньшей мере, физически необоснованно. Речь может идти о диффузии через толщу чудовищно сжатой протопланетной массы оболочки к периферии планеты лишь горячих газов и паров окислов металлов и силикатов.

Рис. 13. Термохимические реакторы внутри Земли

При наличии сверхплотной упаковки атомов вещества такая диффузия возможна благодаря нарушениям кристаллической структуры

молекул вещества вследствие радиоактивного самооблучения или химических процессов. Это способствует уменьшению энергии активации, необходимой для преодоления всего барьера оболочки газами. Наиболее быстро эту зону, видимо, проходят гелий и водород, имеющие самые легкие молекулы и наибольшую энергию активации. Необходимость вывода газовых продуктов из реакционной зоны внешнего ядра диктуется также простыми соображениями сохранения планеты от саморазрушения. Легкие компоненты реакции, окислы металлов и силикаты поднимаются к подошве оболочки. Прошедшие оболочку горячие газообразные продукты первой реакционной зоны, очевидно, не сразу прорвутся через внешнюю холодную оболочку планеты. Обладая низкой теплопроводностью, эта последняя оказывается непроницаемым барьером для летучих. Поэтому происходит постепенная концентрация горячих летучих под литосферой, что способствует дополнительному разогреву верхов мантии и вследствие этого – образованию здесь второй пластичной зоны, известной под названием «астеносфера». Температура и давление здесь меньше, чем в первой зоне ( $1300^{\circ}\text{C}$  и  $0,3 \cdot 10^6$  атм), однако этого оказывается достаточно, чтобы заставить работать второй термохимический реактор, продукцией которого является земная кора.

Таким образом, мы приходим к важному выводу, а именно – астеносфера есть зона накопления глубинного тепла Земли. Последующая разгрузка его осуществляется посредством теплопереноса сквозь твердую литосферу. При этом диссипация тепла – тепловое дыхание планеты – осуществляется двумя способами – посредством нормальной теплопроводности со средней скоростью  $1,2 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{с}$  и через глубинные разломы и вулканические аппараты.

Регулярность и цикличность действия буферной зоны, каковой является астеносфера, и относительная проницаемость литосферы предохраняют Землю от теплового разрыва. Избыток тепла вместе с магмой выводятся периодически по мере накопления через глобальные системы разломов, что сопровождается усилением общей тектонической активности на поверхности Земли. Альтернативное допущение увеличения температуры в астеносфере за счет повышенной радиоактивности невозможно, ввиду примерно равномерного распределения радиоактивных элементов по всей оболочке и уменьшения с течением времени доли радиоактивного тепла в общем балансе теплоступлений. Кроме того, нет никаких указаний на повышенную радиоактив-

ность верхней мантии, а ведь очаги вулканизма имеют свои корни как раз на глубинах астеносферы. Наоборот, ультраосновные породы, слагающие эту зону, обладают пониженным содержанием радиоактивных элементов. С другой стороны, значительная концентрация радиоактивных элементов в коре отнюдь не приводит к образованию в ней зон расплавов, а равенство тепловых потоков над океаническими и континентальными секторами свидетельствует о том, что источники тепла под этими областями одни и те же и лежат они существенно ниже границы структурных различий указанных областей.

Из приведенного можно заключить, что физико-химическая переработка первичного планетного вещества происходит в двух зонах Земли – во внешнем ядре и астеносфере. Следовательно, так же как и в первой зоне, в основании астеносферы должна регистрироваться граница уплотнения вещества за счет концентрации тяжелых элементов металлов, так как более легкие силикаты и гидроокислы и летучие вместе с водой будут стремиться к поверхности планеты.

## **§2. История планетарной воды**

*Новое в схемах круговорота земной воды.* В схемах общего круговорота воды объем испарившейся над океаном влаги обычно считается равным объему воды, поступившей с континентов в форме речного стока, дождевых осадков, таяния ледников, подземного стока. Однако эта схема верна лишь в первом приближении и реализуется при условии постоянства общей массы воды на поверхности Земли и неизменной емкости океанических и морских впадин. На самом деле картина баланса воды на планете оказывается более сложной (Орлёнок, 1985). Дело в том, что планета не является закрытой изолированной системой. Тысячами глубинных разломов, хорошо видимых на космических снимках, и сотнями корней действующих вулканов каменная оболочка планеты связана с глубокими недрами. По ним выносятся тепло, газообразные продукты, магма и вода. Сто тысяч ежегодных землетрясений и десятки вулканических извержений свидетельствуют, что Земля – геологически активная живая планета. Поверхность ее и газообразная атмосфера открыты космосу и солнечному излучению. Здесь в высоких слоях атмосферы под действием солнечных частиц высоких энергий происходит разложение молекул воды на составляющие – молекулы водорода и кислорода. Этот процесс называется фотолизом. При фотолизе тяжелая молекула кислорода под действием поля тяготения

Земли будет пополнять атмосферу, а более легкая молекула водорода, получив вторую космическую скорость, будет улечиваться в космос – диссипировать.

Таким образом, рассматривая нашу планету как открытую термодинамическую систему, мы должны учитывать глубинные внутрипланетарные поступления воды и ее потери при фотолизе. При этом нельзя забывать, что вода теряется также на увлажнение морских осадков, биосферы. Но вода поступает к нам из космоса вместе с метеоритами и тектитами, другими космическими пришельцами при их сгорании в атмосфере. Возможно также образование воды в высоких слоях атмосферы путем присоединения солнечных протонов с электронами атмосферы с последующим превращением их в атомы водорода и кислорода и далее в молекулу воды. Однако эта реакция идет значительно выше озонового экрана. Поэтому из-за ультрафиолетового излучения время жизни этой молекулы будет ничтожно – она неизбежно подвергнется фотолизу. Таким образом, в балансе глобального круговорота воды на Земле должны присутствовать, кроме традиционных (испарение, осадки, сток), по меньшей мере, еще две статьи (Орлёнок, 1985):

Приход	Расход
Поступление внутрипланетарной воды, $3,6 \cdot 10^{17}$ г/год	Потери воды на фотолиз, $7 \cdot 10^{15}$ г/год

Неучет этих факторов, особенно при переходе на геологический масштаб времени (тысячи и миллионы лет), приводит, как мы увидим, к неверным представлениям о всей направленности эволюции лика Земли. Достаточно сказать, что при традиционно «безводном» подходе к проблеме эволюции Земли естествознание «просмотрело» важнейший этап ее геологической истории – эпоху океанизации. Не был замечен и рубеж, отделяющий доокеаническую стадию развития Земли от эпохи океанизации. Правда, предпосылки для установления этой неизвестной ранее особенности развития нашей планеты появилось лишь в последнее время. Они связаны с программой глубоководного бурения, начатого в 1969 г. с американского судна «Гломар Челленджер». В ходе выполнения этой беспримерной программы были установлены два важнейших, на наш взгляд, факта – отсутствие на дне осадков древнее 165 млн. лет и обнаружение древних мелководных отложений на глубинах 1000 – 6000 м под уровнем моря. Из этого следовало, что океаны – необычайно молодые геологические образования и что они возникли на месте погрузившейся суши или мелководных морских бассейнов,

подобных Баренцеву или Балтийскому морям. Но самое главное состоит в том, что данные по мелководным осадкам позволили решить проблему определения упомянутых выше статей водного баланса эндогенных поступлений и фотолитических потерь земной гидросферы (Орлёнок, 1985, 1987).

Классическое уравнение водного баланса М.И. Львовича

$$E = P + R, \quad (\text{III.2})$$

верное для Мирового океана как закрытой термодинамической системы, с учетом полученных нами новых внешних статей отныне приобретает более полное выражение:

$$P + R + T - E - F = N, (N > 0), \quad (\text{III.3})$$

где  $E$  – испарение;  $P$  – атмосферные осадки;  $R$  – речной; подземный и другие виды стока, контролируемые атмосферными осадками;  $T$  – эндогенные (внутрипланетарные) поступления воды;  $F$  – потери на фотолитиз. Уравнение (III.3) показывает, что в реальном мире равновесия (III.2) не существует, так как происходят безвозвратные потери воды при фотолитизе и последующей диссипации в космос водорода, а также за счет непрерывного поступления внутрипланетарной воды на поверхность Земли. Малые в годовом исчислении эти статьи баланса, как мы увидим, играют решающую роль в эволюции лика планеты в геологическом масштабе времени.

*Современные представления о происхождении воды.* Длительное время в естествознании существуют представления о большой древности современного объема земной гидросферы и чрезвычайно медленных ее изменениях в настоящем, прошлом и будущем. Наиболее популярны две точки зрения. Согласно первой – вода на Земле образовалась конденсационным путем из атмосферы сразу после образования планеты, т.е. около 4,5 млрд. лет тому назад. По другой – вода равномерно накапливалась на поверхности в процессе дегазации и вулканизма мантии Земли. Отсюда делается заключение о древности Мирового океана современных размеров и глубин, которые он якобы приобрел еще 600 – 1000 млн. лет назад. Так, академик В.И. Вернадский в 30-х годах писал: «По видимому, количество соленой морской воды остается более или менее неизменным в течение сотен миллионов лет» (с. 109). В другом месте он уточняет свою мысль: «...Распределение суши и океана в основном не менялось в течение не менее миллиарда лет, по крайней мере с начала палеозоя, и это распределение не есть



поверхностное географическое явление...» (с. 691). Отсюда следует вывод о древнем и очень устойчивом распределении континентов и океанов, суши и моря, т.е. наблюдаемая асимметрия лика Земли представляется как одна из ее планетарных особенностей. Заметим, что к этому выводу В.И. Вернадский пришел, опираясь на знаменитый синтез австрийского геолога Э. Зюсса в книге «Лик Земли». Еще более радикальное мнение, основанное на данных изучения изотопного состава воды, высказывает профессор В. Ферронский, полагая, что гидросфера, будучи конденсационного происхождения, образовалась в период остывания верхней оболочки Земли за сравнительно короткий срок в объеме, близком к современному. Во многих работах современных исследователей считается чуть ли не само собой разумеющимся, что Мировой океан с объемом воды, близким к современному, существовал уже в палеозое (Леонтьев, 1982; Хаин, 1971 и др.).

В приведенных и других аналогичных суждениях о природе воды, как правило, отсутствуют надежные количественные оценки изменений объема гидросферы в течение геологической истории Земли, а сами они построены на целом ряде допущений и гипотез.

Представление чуть ли не об изначальном образовании земной гидросферы, по существу, не оставляет места для эволюции. Лик Земли оказывается сформированным со всей своей асимметрией уже изначально. Уязвимы также представления о слабой изменчивости природных условий Земли, медленном и равномерном накоплении гидросферы. Это не согласуется с данными исторической геологии о ярко выраженном эволюционном, поступательном ходе развития природной среды и органического мира Земли, противоречит современным наблюдаемым темпам изменения уровня океана, климата, скорости разрушения горных пород и т.д.

Следует также признать, что у исследователей до недавнего времени не было еще надежного метода решения проблемы эволюции свободной воды. Для этого, прежде всего, нужно было определить эндогенные и фотолитические статьи баланса земной гидросферы. Впервые эти статьи баланса были установлены автором в 1980 г., для чего использовались данные о находках мелководных отложений различного возраста на дне Атлантического, Индийского и Тихого океанов, полученные в ходе выполнения программы глубоководного бурения «Гломар Челленджер». В результате противоречия во многом интуитивная и гипотетическая картина эволюции земной гидросферы полу-

чила надежное количественное обоснование и оказалась не похожей на ту, что рисовалась исследователями (Орлёнок, 1985).

Прежде всего, уточним для себя немаловажный вопрос. Сколько свободной воды на Земле? Формы состояния воды различны. Это обыкновенная жидкая вода океанов, морей, рек и озер, вода в твердой фазе – это льды Гренландии, Антарктиды и высокогорные ледники, вода в газообразном состоянии – это пары воды атмосферы и, наконец, связанная вода, увлажняющая твердые породы и живое вещество.

Вся вода, которая отделилась от твердого вещества земных пород, представляет собой так называемую «свободную», или гравитационную, воду. Эта свободная вода участвует в круговороте живого и неживого вещества на поверхности Земли. Испаряясь над океанами и другими водными бассейнами, она с осадками, речным, подземным и ледниковым стоком возвращается в Мировой океан. Его площадь составляет 361 млн. км<sup>2</sup>, средняя глубина – 3800 м, и здесь сосредоточена основная масса свободной воды –  $1,42 \cdot 10^{24}$  г, т.е. 94% всей гидросферы. В реках и озерах суши имеется всего  $0,0005 \cdot 10^{24}$  г воды, в ледниках значительно больше –  $0,035 \cdot 10^{24}$  г и в атмосфере –  $0,00013 \cdot 10^{24}$  г. Кроме того, в свободном круговороте участвует и почвенная вода. Масса ее сравнима с ледниковой и равна  $0,0085 \cdot 10^{24}$  г. Следует также учитывать воду, увлажняющую верхние 200 – 300 м морских осадков, которая в процессе их уплотнения и диагенеза (преобразования в породу) поднимается к поверхности дна в виде минерализованных растворов. При средней влажности осадков (60%) ее массу можно приблизительно оценить  $0,1 \cdot 10^{24}$  г.

Таким образом, общая масса свободной воды, обращающейся в круговороте на поверхности Земли, в настоящее время равна примерно  $1,564 \cdot 10^{24}$  г, или, округляя,  $1,6 \cdot 10^{24}$  г.

Мы не упомянули другие статьи круговорота, масса участвующей воды в которых много меньше полученного порядка  $10^{24}$  г.

Ничтожный вклад дает космогенное вещество. По данным Э.В. Собоновича, его ежегодно выпадает на земную поверхность и в океан от 1 до 10 млн. тонн. Следует также учесть, что количество воды, идущей на увлажнение морских осадков, примерно равно количеству воды, вытесняемой из верхней (100 – 200 м) осадочной толщи в ходе ее уплотнения и диагенеза. Так что эта часть баланса является постоянной.

*Свидетельства грандиозных опусканий океанского дна.* Важнейшим достижением международной программы океанского бурения, начатой в 1968 г. с американского судна «Гломар Челленджер», как уже упоминалось, явилось установление двух фактов: первый – на дне

океанов не было обнаружено осадков древнее 165 млн. лет, что само по себе явилось неожиданным свидетельством их геологической молодости. В самом деле, если представить летопись Земли в виде книги, на каждой странице которой будет запечатлена история в миллион лет, то такая книга будет насчитывать 4600 страниц. Основное содержание книги – это жизнь Земли без океана, и лишь на последних 165 страницах появляется повествование о нем.

Вторым фактором явилось установление на дне глубоководных котловин всех трех океанов мелководных осадков и пород со следами субаэрального выветривания, т.е. былого нахождения их выше уровня моря. Из материалов 600 изученных нами скважин (более чем 200) были установлены (причем самими участниками программы бурения) неоспоримые свидетельства мелководности или даже наземных условий в областях, которые ныне опущены на глубину от 1 до 6 км и более.

При этом оказалось, что чем древнее мелководные отложения, тем глубже относительно уровня моря они залегают (рис. 14). Отсюда возникает вопрос: какова закономерность в распределении древних и молодых отложений в распространении их на дне современного океана? Анализ показал, что такая закономерность имеется. В Атлантическом и Индийском океанах древнейшие осадки возраста 100 – 160 млн. лет приурочены к континентальным окраинам (рис. 15). По мере приближения к срединно-океаническим хребтам их возраст закономерно уменьшается. В Тихом океане, наоборот, возраст осадков уменьшается от центральных областей океана к его периферии, т.е. к континентальным окраинам. Исключение составляет Восточно-Тихоокеанский хребет, где картина сходна со срединной областью Индийского и Атлантического океанов. Замечательно, что в этих же направлениях изменяется возраст подстилающих осадки вулканических пород. Вывод, который следовал из этих данных, был закономерным: образование Атлантического и Индийского океанов началось с опусканий коры вдоль окраин будущих континентов, которые в последующем захватывали все новые области суши или мелкого моря, распространяясь в направлении к срединной области будущего океана (рис. 16). Области срединно-океанических хребтов здесь оказались вовлечены в опускание лишь в последние 25 – 30 млн. лет. В Тихом океане процесс опускания коры шел от центра океана к периферии. Повсеместно опусканиям предшествовали или сопровождали их мощные вулканические извержения. Это сочетание двух процессов, очевидно, не случайно. Оно проливает свет на причину процесса, который можно назвать процессом океанизации. По мере дегазации и вулканизма в недрах на глуби-

нах порядка 40 – 50 км неизбежно должны возникать разуплотненные

зоны. Вот в эти зоны нагруженная базальтовыми лавами кора будет пассивно проседать, занимая освободившееся пространство. В дальнейшем в ходе продолжающегося остывания и уплотнения земного вещества глубинных зон (бывших магматических резервуаров) опускание дна, хотя и с меньшей скоростью и амплитудой, будет продолжаться. Учитывая общую гравитационную организацию вещества, этот механизм в условиях Земли представляется единственно энергетически реальным. Он же в конечном счете обуславливает общую контракцию, сжатие Земли и уменьшение ее радиуса.

Рис. 14. Зависимость возраста мелководных отложений от глубины их залегания на дне Мирового океана (по Орлёнку, 1990) (а) и скорость опускания дна (б): 1 – хребты; 2 – внутриконтинентальные моря; 3 – континентальный склон; 4 – котловины; 5 – поднятия и подводные горы

Какова была скорость этих опусканий и что же происходило с во-

дой?

В поисках ответа на эти и другие возникающие вопросы мы пошли следующим путем. Возраст и современная глубина залегания мелководных отложений по каждой скважине известны. Следовательно, можно определить среднюю скорость  $V$  опускания дна в районе каждой из более 200 скважин, вскрывших эти отложения:

$$V = (H+h)/t. \quad (\text{III.4})$$

Здесь  $H$  – глубина океана;  $h$  – мощность покрывающих мелководные отложения осадков;  $t$  – их возраст.

*a*

**б**

Рис. 15. Мелководные отложения и направление океанизации (по Орлёнку, 1985): а – карта древних мелководных отложений на дне океанов. Области преимущественного расположения отложений: 1 – неогеновых; 2 – палеогеновых; 3 – позднемеловых; 4 – раннемеловых; 5 – рифты; 6 – разломы; б – схема, иллюстрирующая направление океанизации (по Орлёнку, 1985): 1 – в Атлантическом и Индийском сегментах; 2 – в Тихоокеанском сегменте

Рис. 16. График, характеризующий скорость опускания океанических сегментов Земли (правая часть) и поступления эндогенной воды в последние 160 млн. лет и в будущем, рассчитанный по данным о современной гипсометрии разновозрастных мелководных отложений «Гломар Челленджер» (по Орлёнку 1985) по скважинам 1 – Тихого, 2 – Атлантического, 3 – Индийского океанов; 4 – вода, 5 – глубоководные осадки, 6 – мелководные осадки, 7 – базальты. Левая часть графика характеризует скорость поступления воды в будущем, штриховкой показаны доверительные интервалы, вычисленные с вероятностью 0,95%

Расчеты были произведены с учетом уплотнения осадочной толщи после ее образования. Полученные таким образом более 200 значений средней скорости опускания дна различных районов трех океанов мы нанесли на график (рис. 16).

В пределах 95% доверительного интервала все расчетные точки легли, образовав четко выраженную экспоненциальную зависимость (Орлёнок, 1983):

$$V(t) = ae^{-\frac{t}{c}} + b, \quad (\text{III.5})$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – коэффициенты, легко определяемые из графика (см. рис. 16).

Если же продолжить линию графика вверх до пересечения с осью скоростей (или допустить  $t = 0$ ), то она пересечет ось  $V(t)$  в районе значения 605 мм/1000 лет, или 0,605 мм/год.

Изучая полученный график, мы прежде всего должны отметить поразительную согласованность данных по различным океанам – Тихому, Атлантическому и Индийскому. Подобная согласованность полуэмпирических параметров не может быть случайной для столь большого массива исходных данных. Впервые количественно найденная закономерность позволила подойти к решению целого ряда фундаментальных проблем. Но прежде, чем мы приступим к их рассмотрению, покажем, что найденная закономерность отражает не только скорость опускания дна океана в послелюрский период геологической истории, но и темпы выноса внутрипланетарной воды на поверхность Земли.

*Планета, извергающая воду.* Начало резкого подъема кривой опускания дна (см. рис. 16) приходится на интервал времени 50 – 60 млн. лет назад. Этот интервал совпадает с самым ярким рубежом геологической истории Земли, отделяющей мезозойскую эру от кайнозойской. Если бы формирование гигантских впадин происходило без их одновременного заполнения водой, то произошло бы катастрофическое осушение континентов, резкое изменение климата и органической жизни в кайнозойскую эру. Одновременно бурные потоки воды образовали бы глубокие каньоны на континентальных окраинах, а на дне океанических впадин возникли бы гигантские шлейфы галечников, выносимых этими потоками. Однако ничего этого не наблюдается на самом деле, так же как и следов катастрофического осушения материков в последние 60 млн. лет. Но может быть, формирующиеся впадины заполнялись водой, сливающейся с материков? И на этот вопрос мы должны ответить отрицательно, так как подавляющая часть морских осадочных отложений суши не только кайнозоя, но и прошлых эпох является преимущественно мелководной. Это значит, что в пределах современной суши никогда не было глубоководных и обширных океанов, подобных



современным. В настоящее время во всех водоемах суши масса воды не превышает 3% от массы воды Мирового океана. Следовательно, вклад материковых вод совместно с водами, находившимися в пределах опускающейся суши и мелководных морей, был весьма незначительным и не превышал нескольких процентов от современной массы воды Мирового океана. К тому же он зафиксирован в ненулевом уровне кривой нашего графика в интервале 165 – 170 млн. лет.

Полученный вывод подтверждается широким распространением мелководных осадков и даже континентальных отложений в последние 165 – 25 млн. лет на месте современных океанов. Таким образом, построенный нами график характеризует не только среднюю скорость опускания различных участков дна в пределах Атлантического, Тихого и Индийского океанов, но отражает также скорость поступления внутрипланетарной воды на поверхность Земли. Отсюда ясно, что опускавшееся дно формировавшегося в кайнозой океана одновременно заполнялось водой, поступающей из недр Земли. Она поднималась вместе с вулканическими извержениями и по многочисленным глубинным разломам каменной оболочки. Следы этого вулканизма запечатлены в мощном, почти двухкилометровой толщины, плаще базальтовых пород, покрывающих большую часть площади дна современного океана.

Удивительная картина последних 160 млн. лет истории Земли открывается нашему взору при анализе графика (см. рис. 16, с. 65). Оказывается, что даже в этот крайне небольшой отрезок времени вода на поверхность планеты выносилась отнюдь не так равномерно, как это предполагалось учеными. Если до рубежа мезозоя и кайнозоя (60 млн. лет) скорость ее поступления составляла всего 25 – 30 мм/1000 лет, то позднее, в кайнозой, происходит ее быстрое увеличение. В настоящее время планета извергает воду с максимальной за последние 160 млн. лет скоростью, равной 605 мм/1000 лет, или около 0,6 мм в год. Сюда не входит количество воды, идущей на увлажнение непрерывно накапливающихся морских осадков, биосферы, теряющейся в атмосфере и др., т.е. величину 0,6 мм в год следует рассматривать как нижнюю границу возможных темпов выноса на поверхность планетарной воды. Расчеты показывают, что подлинная цифра приближается к 1 мм в год. Много это или мало?

Если подходить к полученному значению скорости дегидратации земных недр с обыденных, житейских позиций, то этот миллиметр мы и не заметим даже при высокоточных измерениях. Однако, если измерять время тысячами лет, счет пойдет уже на метры. А это весьма ощу-

тимо меняет наше представление о консервативности сложившихся условий обитания на Земле. К тому же следует учитывать и другие факторы, приводящие к подъему уровня моря.

Итак, столетние наблюдения на водомерных постах по берегам морей и океанов показали, что уровень океана действительно поднимается со средней скоростью 1,5 мм в год. До сих пор этот подъем объясняли потеплением климата. И действительно, климат за это же время теплел, с 1880 по 1980 гг. температура поднялась в среднем на 0,8°C. Спутниковыми наблюдениями и непосредственными исследованиями в Антарктиде и Гренландии установлено, что ежегодно происходит сокращение их ледниковых покровов примерно на 250 км<sup>3</sup>. Это соответствует подъему уровня океана на 0,7 мм в год. Кроме того, воду вытесняют терригенные осадки, выносимые реками в океан, ежегодный объем которых составляет 7 км<sup>3</sup>, или 0,02 мм по уровню. Еще меньше поднимается уровень за счет ежегодных поступлений 1 км<sup>3</sup> вулканического материала. Следовательно, оставшаяся от 1,5 мм часть – 0,78 мм в год – поступает не за счет климатических потеплений. Это глубинная, внутрипланетарная вода, выносимая с продуктами вулканизма и по глубинным разломам. Как видим, полученная независимым путем цифра мало отличается от рассчитанной нами выше величины 0,605 мм в год. Таким образом, в балансе воды необходимо учитывать внутрипланетарную составляющую, равную 0,6 – 1,0 мм в год. Если умножить эту цифру на плотность морской воды и объем впадин Мирового океана, то мы получим массу ежегодных поступлений глубинной воды на поверхность Земли. Она равна  $3,6 \cdot 10^{17}$  г.

Таким образом, в объеме ежегодно поступающих в океан вод присутствует постоянная в историческом плане статья, равная 0,6 – 1,0 мм по уровню и  $3,6 \cdot 10^{17}$  г по массе, не зависящая ни от каких климатических изменений.

Теперь нетрудно понять – если темпы поступления глубинной воды будут превышать скорость углубления дна океана, т.е. емкость океанических впадин не будет увеличиваться, то избыток воды выплеснется на прилегающую сушу, затопит низменные пространства материков, начнется трансгрессия – наступление моря на сушу. Если же темпы поступления воды будут меньше скорости проседания дна, то растущие впадины океана поглотят избыток воды и начнется регрессия моря, т.е. осушение низменных территорий материков.

Известные нам примеры затопления Голландии, Средиземноморья, других районов свидетельствуют, что мы живем в эпоху трансгрессии,

в эпоху быстрого наступления океана на сушу. Об этом говорит и весь ход графика скорости поступления воды за последние 60 млн. лет (см. рис. 16, с. 65).

Ну а сколько воды Земля теряет ежегодно при фотолизе в космическое пространство? Чтобы найти и эту статью баланса, определим из графика среднюю скорость выноса воды на поверхность за последние 160 млн. лет. Она равна 0,1 мм в год, или  $3,6 \cdot 10^{16}$  г/год. Следовательно, за период океанообразования, т.е. за последние 60 млн. лет, из недр Земли на поверхность было переброшено  $2,2 \cdot 10^{24}$  г воды. Это на  $0,6 \cdot 10^{24}$  г больше массы воды в современном океане, равной  $1,60 \cdot 10^{24}$  г. Куда же девалась эта огромная масса воды? Полученный избыток характеризует объем потерь на увлажнение морских осадков  $0,1 \cdot 10^{24}$  г и биосферы. Оставшаяся часть ( $0,50 \cdot 10^{24}$  г) была утрачена Землей при фотолизе в верхних слоях атмосферы. Отсюда находим, что средние ежегодные потери в космос составляют примерно  $7 \cdot 10^{15}$  г, или около 20% от современных ежегодных поступлений воды на поверхность планеты. Современный баланс земной гидросферы отражен на рис. 17. Так мы нашли еще одну неизвестную ранее статью баланса земной воды – потери в космическое пространство. Теперь мы знаем, сколько наша планета ежегодно получает свободной воды и сколько ее теряет безвозвратно (табл. III.3). А это уже создает предпосылки для разработки научного прогноза грядущих изменений площади суши и моря на поверхности Земли, а с ними особенностей будущего климата и условий жизни.

Таблица III.3

### Круговорот воды на поверхности Земли

Статья оборота	Масса, г.	Объем, км <sup>3</sup>
Континент		
Осадки	$1,08 \cdot 10^{20}$	$108 \cdot 10^3$
Испарение	$0,62 \cdot 10^{20}$	$62 \cdot 10^3$
Поверхностный и подземный стоки	$0,46 \cdot 10^{20}$	$46 \cdot 10^3$
Океан		
Осадки	$4,09 \cdot 10^{20}$	$409 \cdot 10^3$
Испарение	$4,55 \cdot 10^{20}$	$455 \cdot 10^3$
Воздушный перенос	$0,46 \cdot 10^{20}$	$46 \cdot 10^3$
Земля в целом		
Эндогенные поступления	$3,6 \cdot 10^{16}$	37
Фотолитические потери	$0,7 \cdot 10^{16}$	7,2

Рис. 17. Современный баланс земной гидросферы

Но прежде разберемся, какими водными ресурсами располагает наша планета. Несмотря на свой почтенный возраст, она, как мы видим, на исходе своих 4,5 млрд. лет вдруг обнаруживает бурную активность. В самом деле, за всю предыдущую историю, как показывают расчеты (Орлёнок, 1985), было произведено почти столько же воды ( $4,2 \cdot 10^{24}$  г), сколько за последние 60 млн. лет. А это означает, что земной океан мог возникнуть лишь в кайнозойе, т.е. это очень молодое геологическое образование. В прошлом, вследствие малого количества свободной воды и низких (более чем на порядок) темпов ее поступления, могли существовать лишь мелководные моря, более или менее равномерно рассеянные по лику Земли. Если исходить из современных темпов подъема уровня моря, наблюдаемых в последние 100 лет (1,5 мм/год), то за 1000 лет подъем составит 1,5 м. Согласившись со сторонниками равномерного поступления внутрипланетарной воды на поверхность Земли, мы при данной скорости подъема уровня только за последние 50 млн. лет получим совершенно абсурдную цифру прироста толщины вод океана – 75 км. Отсюда следует, что в последнее время темпы заполнения океанских впадин водой были значительно более высокими, чем в прошлом. Причина тому – не общее потепление климата, ибо климат – явление вторичное и зависит от соотношения площади суши и моря. Речь может идти только о возросших темпах поступления воды из земных недр (табл. III.3).

*Вода на Земле в далеком прошлом.* Теперь мы знаем, что основная масса воды на Земле поступила из ее недр, т.е. имеет «земное» происхождение. Космос дает ничтожно мало – десятитысячную долю процента. Поэтому в расчетах этим фактором можно пренебречь.

Рассмотрим более подробно вопрос: какими водными ресурсами располагает планета и какой механизм транспортирует воду на поверхность?

То, что океанизация сопровождается активным вулканизмом, наводит на мысль: а не является ли он источником свободной воды на Земле?

Как показал вулканолог Е.К. Мархинин, в продуктах современных вулканических извержений вода действительно присутствует в виде паров, растворов и входит в состав магм. Ее среднее содержание при этом достигает 4 – 5% от массы вулканического материала. На поверхность Земли ежегодно перебрасывается из недр 9 млрд. тонн магмы, пепла, газов и различных паров, т.е.  $9 \cdot 10^{15}$  г. По единодушному мнению ученых, напряженность вулканизма в истории Земли была в среднем близка к современной. Поэтому, умножив цифру  $9 \cdot 10^{15}$  г на период геологической активности  $4,5 \cdot 10^9$  лет, получаем  $4,2 \cdot 10^{25}$  г. Столько вулканического материала было выброшено на поверхность. Если весь его равномерно рассыпать по поверхности Земли, то получится слой толщиной 30 км! Таким образом, можно заключить, что верхняя часть каменной оболочки Земли – ее земная кора – сформирована продуктами вулканизма, а все ее слои некогда побывали на земной поверхности, испытали окисление атмосферным кислородом и преобразование в результате жизнедеятельности организмов.

Зная общую массу вулканического материала, можно определить, сколько воды принесли вулканы на земную поверхность: 5% от  $4,2 \cdot 10^{25}$  г составляет  $2,1 \cdot 10^{24}$  г. Но в течение всей геологической летописи Земли вода непрерывно (со скоростью около  $2,0 \cdot 10^{15}$  г в год) терялась при фотолизе. Ее общие потери составили около  $2,58 \cdot 10^{24}$  г.

Масса современной гидросферы равна  $1,6 \cdot 10^{24}$  г, значит, всего было выработано планетой  $(1,6 + 2,5) \cdot 10^{24}$  г =  $4,1 \cdot 10^{24}$  г воды. Следовательно, недостающая часть воды ( $2,0 \cdot 10^{24}$  г) поступила на земную поверхность невулканическим путем. Вода может транспортироваться также по глубинным разломам, сбрасываться магмой на глубине при падении давления. Иными словами, вулканизм дал лишь половину наземной воды. Другая половина поступила невулканическим путем.

Но далеко не вся масса воды вышла на поверхность. Значительная ее часть осталась захороненной в недрах Земли, пошла на увлажнение

морских осадков. Сколько же из всей этой массы глубинной воды достигло поверхности?

Для ответа на этот вопрос нам придется еще раз заглянуть в глубокие недра Земли.

В центре планеты, как мы видели, находится металлическое ядро, выше (до глубин 2900 км) – обширная зона жидкого расплава, так называемое внешнее ядро, которое облекается твердой мантией – оболочкой (см. рис. 8, с. 28). В этой мантии и сосредоточено первичное планетное вещество, из которого была сформирована наша Земля. Считается, что преобразование этого протовещества происходит в результате физико-химических реакций в зоне внешнего ядра. Продукты этого преобразования – тяжелые металлы – опускаются вниз и формируют плотное внутреннее ядро, а легкие газы и силикаты поднимаются в верхние горизонты планеты. Оценивая массу ядра, земной коры и внешнего ядра, можно примерно найти, сколько протовещества уже подверглось переработке в течение всей истории Земли. Эта величина составляет  $361 \cdot 10^{25}$  г. Непрошедшее через горнило физико-химических реакций вещество ( $240 \cdot 10^{25}$  г) сосредоточено в мантии Земли. Считается, что состав протовещества близок составу выпадающих на Землю метеоритов. Но метеориты содержат в среднем около 0,5% воды. Это позволит оценить, сколько воды было выработано при распаде  $361 \cdot 10^{25}$  г протовещества; получается  $1,8 \cdot 10^{25}$  г. Из этой огромной массы лишь  $4,2 \cdot 10^{24}$  г поступило на поверхность в жидкой фазе, что составляет 23%. Значит, 77% воды навсегда осталось в недрах верхних этажей планеты. Непрошедшая через горнило физико-химических реакций часть протовещества оболочки ( $240 \cdot 10^{25}$  г) способна дать еще  $1,2 \cdot 10^{25}$  г воды и, следовательно,  $2,76 \cdot 10^{24}$  г в свободной фазе. Иными словами, земные недра еще должны выработать полтора объема современного Мирового океана!

Приведенные расчеты позволяют сделать ряд важных выводов относительно прошлой истории свободной воды и будущей эволюции Мирового океана.

За всю жизнь Земля уже выработала  $\frac{2}{3}$  воды, содержащейся в протопланетном веществе. В будущем она еще выработает примерно полтора объема Мирового океана, после чего поступление воды на земную поверхность прекратится.

Из  $4,2 \cdot 10^{24}$  г вынесенной на поверхность воды за период океанизации, т.е. за последние 70 млн. лет, была выработана почти половина –  $2,2 \cdot 10^{24}$  г. Оставшаяся часть поступила на поверхность в течение всей

предыдущей истории Земли, т.е. за 4 млрд. лет. Естественно, этой воды было недостаточно, чтобы сформировать Мировой океан, подобный современному. Ее было слишком мало. Этой массы воды должно было хватить лишь на образование небольших мелководных водоемов. Поскольку пышная наземная растительность появилась лишь в середине палеозоя – в каменноугольном периоде, то мы должны признать, что только к этому времени мелководные водоемы более или менее равномерно покрыли земную поверхность.

До карбона воды еще было мало, поэтому жизнь не могла выйти на бесплодную неувлажненную сушу, продолжая развиваться в немногочисленных морских бассейнах докарбонного времени. С появлением обширного зеркала водоемов ускорился фотолиз, и, следовательно, стал быстро накапливаться в атмосфере кислород. В производство кислорода включилась также растущая масса биосферы. Атмосфера Земли становится все более кислородной, что способствовало развитию высших форм органической жизни.

Таким образом, вся история Земли может быть разделена на два периода – доокеанический, включающий криптозой и большую часть фанерозоя, и период океанизации, начавшийся в конце мезозоя (70 млн. лет) и продолжающийся с наивысшей скоростью в настоящее время. Причина такого разделения определяется постепенным характером накопления выделяющейся из недр свободной воды на земной поверхности. Иными словами, эволюция лика Земли и жизни шла с постепенным ускорением.

Из приведенного следует также, что Мировой океан – чрезвычайно молодое образование. Никогда на Земле не было раньше подобного глубоководного и обширного резервуара свободной воды. Поэтому тщетно искать следы древних океанов на современной суше – их там никогда не было. Океан не дается планете изначально. Он появляется в результате длительной и долгой эволюции протоматериала, в результате постепенного накопления выносимой из недр планеты свободной воды.

Возникает вопрос: как долго Земля еще будет производить воду и сколько лет будет существовать океан?

*Реальная фантастика голубой планеты.* Средняя скорость поступления воды в период океанизации составляет  $3,6 \cdot 10^{16}$  г в год, т.е. на порядок ниже современной ( $3,6 \cdot 10^{17}$  г в год). При сохранении средних темпов дегидратации, установившихся в кайнозой, в последующее время для выработки оставшейся массы свободной воды в недрах планеты

( $2,76 \cdot 10^{24}$  г) потребуется  $2,76 \cdot 10^{24} \text{ г} / 3,6 \cdot 10^{16} \text{ г/год} = 8 \cdot 10^7$  лет. Следовательно, Земля еще 80 млн. лет будет вырабатывать воду, после чего ресурсы ее протовещества исчерпаются и поступление воды на поверхность полностью прекратится. Если мы нанесем эту цифру на левую часть графика (см. рис. 16, с. 65) и предположим, что последующие поступления воды, вследствие ее уменьшения в оболочке, будут происходить все замедляясь, т.е. аналогично закону возрастания в период океанизации, то получим симметричный график (см. рис. 16, с. 65). Значит, максимума дегидратации следует ожидать в ближайший миллион лет, после чего скорость поступления воды начнет уменьшаться. Отсюда находим, что продолжительность периода океанизации составляет всего 120 – 140 млн. лет. Следовательно, океанизация – это финал эволюции планеты. Развитая гидросфера возникла на Земле на заключительном этапе ее внутренней активности.

Как же будет изменяться лик Земли в процессе финального этапа океанизации?

Современные темпы поступления эндогенной воды составляют 0,6 мм в год. Они, как мы видели, установились многие миллионы лет назад. Поэтому у нас нет никаких оснований считать, что, скажем, в ближайшие тысячи и даже сотни тысяч лет (что в геологическом масштабе времени – всего лишь миг) эти темпы могут резко измениться. Значит, через 10 тысяч лет уровень океана при отсутствии крупных изменений его емкости за счет значительных углублений дна поднимется на 6,1 м. Но такое увеличение уровня неизбежно повлечет за собой общее потепление климата, что может привести к полному или значительному таянию льдов Антарктиды и Арктики. Ликвидация этих ледников повысит уровень моря еще на 63 м, т.е. в сумме с глубинной водой уровень поднимется на 70 м. Это приведет к затоплению всей низменной суши, треть которой лежит на отметке ниже 100 м. Человечество, видимо, будет бессильно сдерживать это наступление океана, ибо нельзя построить вдоль всего океанского и морского побережья дамбы высотой около 80 м. Через 100 тысяч лет уровень моря поднимется еще на 60 м и достигнет отметки +240 м. Под водой окажутся все равнины Земли. Через миллион лет уровень поднимется еще на 500 м и достигнет отметки 600 – 650 м. Теперь уже только горные области в виде редких островов будут возвышаться над гладью безбрежного океана. Наша Земля превратится в планету-океан. Все предыдущее рассмотрение показывает, что реальность столь быстрого и значительного подъема уровня Мирового океана чрезвычайно высока. Теперь



мы видим, что происходящее наступление океана на побережьях Голландии, Средиземного моря и в других районах – это не случайные явления. Наблюдаемое здесь наступление океана является следствием общепланетарного процесса, имя которому – океанизация Земли! Поэтому ожидать кардинального изменения существующих условий было бы непростительной ошибкой. Усилия по защите затапливаемых побережий должны быть утроены. Недооценка явления океанизации вскоре может обернуться значительным удорожанием работ или даже безвозвратной утратой обширных территорий. Фантастика голубой планеты, к сожалению, слишком реальна!

Что ожидает планету в более отдаленном будущем? Как было показано, в предстоящие 70 – 80 млн. лет земные недра выработают еще примерно полтора объема Мирового океана, т.е.  $2,76 \cdot 10^{24}$  г воды. Вместе с имеющейся массой гидросферы ( $1,64 \cdot 10^{24}$  г) это составит  $4,4 \cdot 10^{24}$  г. Современные ежегодные потери воды на фотоллиз составляют примерно 20% ее ежегодных поступлений, т.е.  $0,7 \cdot 10^{16}$  г. При дальнейшем подъеме уровня моря площадь зеркала Мирового океана увеличится с  $360 \cdot 10^{16}$  до  $400 \cdot 10^{16}$  см<sup>2</sup> и более. Значит, объем испарения будет больше, чем теперь. В результате фотоллиз ускорится на одну треть, достигнув  $2,1 \cdot 10^{16}$  г в год (табл. III.4).

Таблица III.4

**Структура и баланс протовещества Земли (Орлёнок, 1985)**

Объект	Масса, г	Продолжительность поступления вещества	Масса, г
Современная Земля	$5,974 \cdot 10^{27}$	Современный вулканизм в год	$9 \cdot 10^{15}$
Молодая Земля ( $4,5 \cdot 10^9$ )	$6,01 \cdot 10^{27}$	За $70 \cdot 10^6$ лет	$6,3 \cdot 10^{23}$
Земная кора до границы М	$5,0 \cdot 10^{25}$	За $4,5 \cdot 10^9$ лет	$4,2 \cdot 10^{25}$
Диссипирование H <sub>2</sub> , He, H <sup>2</sup> O и др. летучих	$4,2 \cdot 10^{25}$	Современные темпы денудации в год	$50 \cdot 10^{15}$
Непереработанное протовещество оболочки (слой D модели Буллена)	$240 \cdot 10^{25}$	За $70 \cdot 10^6$ лет	$3,5 \cdot 10^{24}$
		Темпы денудации в доокеанический (домеловой) период в год	$10 \cdot 10^{15}$
Переработанное протовещество (ядро, астеносфера, гидросфера)	$361 \cdot 10^{25}$	За $4,0 \cdot 10^9$ лет	$4,0 \cdot 10^{25}$
		За всю историю Земли	$4,2 \cdot 10^{25}$

Окончание табл. III.4

Объект	Масса, г	Продолжительность поступления вещества	Масса, г
Вся выработанная вода (связанная и в свободной фазе на поверхности Земли)	$1,8 \cdot 10^{25}$	Современные темпы поступления свободной воды в год	$3,6 \cdot 10^{17}$
		Средние за последние $140 \cdot 10^6$ лет	$3,6 \cdot 10^{16}$
Вода, оставшаяся в оболочке (слой D)	$1,2 \cdot 10^{25}$	Образовалось воды за период океанизации ( $70 \cdot 10^6$ лет)	$2,2 \cdot 10^{24}$
		За предыдущую историю Земли ( $4,5 \cdot 10^9$ лет)	$2,0 \cdot 10^{24}$
		Будет выработано в последующие $80 \cdot 10^6$ лет	$2,76 \cdot 10^{24}$
		Всего свободной воды, выработанной Землей за весь период ее внутренней активности	$6,96 \cdot 10^{24}$

Следовательно, при отрицательном балансе водных поступлений (только расход, приход воды, как мы теперь знаем, через 70 – 80 млн. лет прекратится) для полного исчезновения гидросферы с поверхности Земли потребуются (с учетом захоронения 20%  $H_2O$  от массы  $4,4 \cdot 10^{24}$  г в будущей 1 – 2-километровой толще морских осадков) около 40 млн. лет. Таким образом, в течение ближайшего миллиона лет вся поверхность Земли, за исключением высокогорных областей, будет покрыта водами Мирового океана, и на 40 млн. лет она превратится в планету-океан. Со временем высыхающие океаны вновь откроют погребенные под морским илом континенты, а затем они навсегда исчезнут с лица Земли. Поверхность планеты превратится в безжизненную пустыню с зияющими впадинами высохших океанов, над которыми будут высоко возвышаться останцы некогда цветущих континентов.

Современный баланс суши и моря оказывается величиной крайне непостоянной. Начавшийся 60 – 70 млн. лет процесс океанической экспансии продолжается. Отсюда становится ясным, что зарождение и развитие земной цивилизации пришлось на лучшую пору геологического развития планеты в смысле сбалансированности площади суши и моря, климата и т.д. Для беспечного существования человеческой цивилизации на нашей планете отведено удивительно мало времени. Уже

в ближайшие тысячелетия ей придется начать необычайно трудную борьбу с наступлением океана или же искать пути приспособления к новым быстро меняющимся условиям.

Таков неизбежный закон эволюции планеты: от бесплодной, безводной, огнедышащей Земли – к цветущему зелено-голубому оазису, затем к планете-океану и, наконец, к безжизненной пустыне. Весь этап займет около 40 млн. лет. Думается, что у цивилизации будет достаточно времени, чтобы научиться управлять процессами и в глубоких недрах Земли. Возможно, будут созданы условия для жизни на Луне, Марсе, Венере, наконец, человек сможет переселиться в другие, более благоприятные для жизни миры. Это придется рано или поздно предпринимать, ибо само Солнце, как мы увидим, тоже не вечно.

### §3. Контракция и тектогенез перисферы

В основе механизма формирования оболочек Земли лежат, как было показано, процессы физико-химических реакций и последующая термогравитационная дифференциация в области внешнего ядра и в астеносфере. Эволюция протовещества сопровождается ростом металлического ядра, что неизбежно ведет к уплотнению глубинного вещества и уменьшению общего объема Земли. Рассматриваемый процесс усиливается потерей массы за счет диссипации водорода, гелия, аргона и, возможно, других летучих, а также теплопотерями. К другим летучим относятся пары и газы воды, азота, хлора, серы, фтора, углекислого газа, вулканические дымы HCl и HF и др., перебрасываемые из недр Земли через астеносферу на поверхность, в гидросферу и атмосферу, захороняемые в породах литосферы. При этом только уплотнение первичного вещества в результате распада дигидрита протовещества с плотностью  $2,9 \text{ г/см}^3$  и наращивания металлического ядра плотностью  $7,5 \text{ г/см}^3$  (без учета сжатия) должны уменьшить объем Земли на  $0,42 \cdot 10^{27} \text{ см}^3$  (Кесарев, 1976). Объем сокращается также за счет уменьшения массы Земли и общего охлаждения (теплопотери). Например, убыль массы только за счет диссипации водорода (H) составляет  $3,6 \cdot 10^{25} \text{ г}$ , гелия ( $^4\text{He}$ ) –  $1 \cdot 10^{20} \text{ г}$ , аргона ( $^{40}\text{Ar}$ ) –  $6,5 \cdot 10^{19} \text{ г}$ , других летучих ( $\text{N}_2\text{C}$ , Cl, S) –  $11,4 \cdot 10^{22} \text{ г}$  и воды –  $4,2 \cdot 10^{24} \text{ г}$ , что в сумме составляет около  $4,2 \cdot 10^{25} \text{ г}$ . Полученная величина сравнима с массой каменной оболочки плотностью  $2,67 \text{ г/см}^3$  и толщиной 33 км (до границы Махоровичича), равной  $5 \cdot 10^{25} \text{ г}$ . Поскольку масса современной Земли равна  $5,94 \cdot 10^{27} \text{ г}$ , то масса молодой Земли с учетом полученных данных была

на  $4,2 \cdot 10^{25}$  г больше, т.е.  $5,982 \cdot 10^{27}$  г, или примерно  $6,0 \cdot 10^{27}$  г. Следовательно, ее радиус был больше современного на 780 км, а средняя плотность меньше на  $1,68 \text{ г/см}^3$  (Кесарев, 1976). Поскольку в первый миллиард лет жизни планеты шло формирование рекреационных зон, то вследствие увеличения в них объема протоматериала Земля первоначально испытала умеренное расширение, которое можно оценить величиной 150 км (Орлёнок, 1980). В последующем это расширение сменилось прогрессирующим сжатием из-за начавшегося процесса аккреции и диссипации массы. С учетом приведенных цифр общее уменьшение радиуса Земли за период около  $3,9 - 4,0 \cdot 10^9$  лет составило 630 км. Возникает вопрос: а какова величина прироста радиуса за счет выпадения на поверхность Земли космического вещества в виде метеоритов, тектитов и др.? Анализ содержания микрометеоритного вещества в морских осадках (Лисицын, 1974) и скважинах ледников Гренландии и Антарктиды позволил Э. В. Соболевичу (1976) оценить их ежегодную массу в  $10^{12}$  г (1 млн. т). С учетом всей поверхности Земли, равной  $5,1 \cdot 10^8 \text{ км}^2$ , на  $1 \text{ км}^2$  приходится  $2 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^2$ . Если после образования планеты среднее ежегодное количество поступающего вещества не отличалось от наблюдаемого за последние сотни лет ( $10^{12}$  г), то за историю Земли ( $4 \cdot 10^9$  лет) должно было выпасть на поверхность  $M = 10^{12} \text{ г/год} \cdot 4 \cdot 10^9 \text{ лет} = 4 \cdot 10^{21}$  г. Следовательно, на каждый квадратный сантиметр площади выпало  $2 \cdot 10^{-7} \text{ г} \cdot 10^{10} \text{ г} = 2 \cdot 10^3 \text{ г}$ . Если вес  $1 \text{ см}^3$  космического вещества положить равным 10 г, то это означает, что общая мощность выпавшего материала составила не более 2 м (Орлёнок, 1980). Примерно такое количество космического вещества обнаруживается в соляных отложениях и глинах в виде оплавленной сферы, чаще всего микронного диаметра. Предположение же о том, что Земля в настоящее время находится в полосе, насыщенной космической пылью, не подтверждается изучением зодиакального свечения, согласно которому в окрестностях Земли одна микрочастица приходится на  $10 \text{ км}^3$ . Следовательно, приращение радиуса Земли за счет последующего выпадения космического вещества на ее поверхность весьма невелико, а его роль в седиментации – ничтожна.

Итак, уменьшение объема Земли должно сопровождаться сокращением площади ее поверхности. Как будет происходить этот процесс? Анализ гипсометрической кривой и данные по поверхности выравнивания показывают, что примерно 90% поверхности Земли занимают равнины и лишь около 10% – горные вулканические образования и глубоководные желоба. В общепланетарном масштабе рельеф Земли

представляет собой две поверхности выравнивания, ступенью материкового склона смещенные относительно друг друга. Это континентальные и океанические платформы. Внутри их различают ступени более высокого порядка, а по границам равнин, как правило, располагаются линейно вытянутые узкие горные области. Лестницы террас на их склонах отчетливо фиксируют этапы относительного опускания прилегающих платформенных равнин.

Рельеф Земли отображает прежде всего уровни различного опускания ее поверхности. Все горные системы располагаются по границам этих ступеней, т.е. по границам различно опущенных относительно друг друга поверхностей выравнивания.

Теперь вспомним, что океанообразование сопровождалось обширным и многократным вулканизмом, выносом эндогенной воды и проседанием дна котловин. Каменная оболочка перисферы, чутко следуя уменьшающемуся объему сферы, пассивно «садится» в разреженное пространство астеносферы, как только скопившиеся здесь летучие, избытки пепла и магмы оказываются переброшенными на поверхность планеты. Легкая перисфера опускается благодаря образуемому недостатку масс под ней – в астеносфере, которая, в свою очередь, испытывает нисходящее движение по радиусу за сжимающейся сферой Земли (Орлёнок, 1980). При этом в верхах астеносферы происходит скопление выплавов материала с относительно легким удельным весом (металлы опускаются к ее подошве) и газообразных продуктов дифференциации. Отсюда блоки перисферы пассивно следуют вдоль радиуса по мере дегазации и вулканизма астеносферы, т.е. немедленно занимают «освободившееся» сферическое пространство.

Все это находит подтверждение в приуроченности трапповых провинций континентов к синеклизам платформ, т.е. к зонам опусканий перисферы. После завершения цикла магматизма регион, как правило, испытывает погружение и трансгрессию. Например, заложению многих синеклиз и прогибов платформ (Балтийской, Московской, грабена Осло и др.) предшествовали однократные трапповые излияния байкальского тектонического этапа (венда). Внутриматериковые прогибы более глубокого заложения (6 – 10 км) характеризуются повторными (в палеозое и мезозое) проявлениями траппового магматизма (Днепровско-Донецкий прогиб, Североморская впадина, грабены Торнквиста, Рейнский и др.) Однако при этом циклы магматизма разделены интервалами в сотни миллионов лет (Семененко, 1975). Кайнозойский трапповый магматизм в океанах охватил уже  $\frac{2}{3}$  площади планеты и также предшествовал последующему погружению всего этого региона. Мно-

гократное возобновление его на одних и тех же площадях в течение необычайно краткого (40 – 50 млн. лет) интервала времени привело к быстрому и глубокому обрушению перисферы и образованию впадин Мирового океана. Таким образом, амплитуда и динамика проседания перисферы  $A(t)$  прямо пропорциональна напряженности траппового магматизма  $U(t)$  и числу его циклов  $N$  и обратно пропорциональна длительности среднего интервала времени  $\Delta t$  между ними:

$$A(t) = \frac{NU(t)}{\Delta t}.$$

Полученное выражение характеризует внешнее проявление динамики перисферы, что в конечном итоге отражает активность процессов в ядре и астеносфере. Оно показывает, что чем больше циклов и чем чаще они следуют друг за другом, тем быстрее и интенсивнее идет относительное проседание перисферы Земли в разуплотненное (освобождающееся от магмы и летучих) пространство астеносферы. Этот закон, видимо, универсален для Земли и может быть использован для объяснения тектоники ее «доокеанического» периода, т.е. большей части фанерозоя и докембрия.

Анализ формулы показывает, что при нулевом цикле ( $N = 0$ ) и, следовательно, отсутствии траппового магматизма относительного погружения перисферы не происходит  $A(t) = 0$ . Трансгрессия, если таковая наступает в данном случае, должна быть объяснена эвстатическим подъемом уровня моря, что, естественно, имеет место между интервалами общей аккреции Земли. Иными словами, медленная трансгрессия сочетается с тектоническим покоем. Выносимые на поверхность массы эндогенной воды не компенсируются стабильной емкостью морских впадин. Седиментация усугубляет этот процесс, и избыток воды выплескивается на низменную сушу.

Таким образом, используя найденную закономерность, можно наметить для позднего протерозоя (венда) – фанерозоя динамический ряд структур, тектоника которых укладывается в определенную схему. Области, где в указанный период отсутствовал трапповый магматизм, оказались в дальнейшем динамически наиболее стабильными. К ним относятся все докембрийские щиты. Не случайно под ними не удается обнаружить астеносферы. Области однократного (моноциклического) магматизма (в венде) явились регионами будущих синеклиз платформ. Двух-трехкратное (включая и вендское) полициклическое, с интервалами в 100 – 200 млн. лет, проявление магматизма характерно для

внутриплатформенных прогибов более глубокого заложения (авлакогенов). Наконец, полициклический магматизм с небольшими интервалами (5 – 10 млн. лет) привел к образованию современных океанических впадин. Итак, структурный ряд – щиты, синеклизы, прогибы, впадины океанов – отражает прежде всего различные ступени эволюции астеносферы под этими регионами. В свою очередь, формирование астеносферы всецело обусловлено объемом летучих и тепла, диффундируемых через оболочку под подошву перисферы из зоны внешнего ядра. Следовательно, гигантский размах кайнозойского траппового магматизма характеризует усиление активности процессов в ядре Земли, аккреции ее оболочки с образованием многочисленных диффузионных каналов под секторами будущих океанов.

Уменьшение объема Земли за счет уплотнения протовещества, диссипация водорода, других газов и продуктов диссипации воды вместе с сокращением радиуса и, естественно, площади поверхности неизбежно ведет к опусканию уровней перисферы. Этот процесс неравномерен как в пространстве, так и во времени. Неравномерные вдоль радиуса опускания ведут к образованию разновысотных поверхностей выравнивания сферы. Эти разноамплитудные опускания поверхности сферы, а не горизонтальное равномерное сжатие и складкообразование Эли де Бомона и Э. Зюсса обеспечивают сокращение площади поверхности Земли в ходе ее контракции. И в этом – главное отличие нашей «холодной» контракции от классической контракции Зюсса, помимо ее исходной посылки (Орлёнок, 1980).

Сокращение поверхности сжимающейся сферы достигается не всеобщим пликативным сжатием ее каменной оболочки, а опусканием на разные уровни отдельных ее блоков. Огибающая этих дискретных поверхностей будет равна по площади начальной поверхности Земли.

Таким образом, мы приходим к важному выводу, определяющему всю направленность рельефообразования на нашей планете.

Сокращение поверхности Земли вследствие уменьшения ее объема и прогрессирующего уменьшения радиуса ведет к увеличению контрастности и глубины расчлененности рельефа твердой перисферы. Следовательно, размах амплитуды дифференцированности рельефа планеты прямо пропорционален экзогенному фактору, характеризующему интенсивность разрушения рельефа, что в конечном итоге определяется наличием или отсутствием свободной воды на поверхности планеты. Математически этот вывод можно записать так (Орлёнок, 1980):

$$A = \frac{T}{Q} K \text{ (км)},$$

где  $A$  – средняя амплитуда расчлененности рельефа поверхности, км;  $T$  – возраст планеты, млн. лет;  $Q$  – экзогенный фактор, определяемый в км/год;  $K$  – коэффициент пропорциональности, характеризующий относительную внутреннюю активность планеты.

Для планет Солнечной системы  $T = 4,5 \cdot 10^9$  лет, т.е. величина постоянная. Для современных Земли, Луны, Марса, Меркурия величина  $A$  имеет один порядок, следовательно,  $A = 4,5$  км. Отсюда отношение коэффициентов  $K$  планет к соответствующему коэффициенту Земли будет характеризовать меру их внутренней активности в сравнении с Землей:

$$\frac{K_3}{K_{пл}} = \frac{AQ_3}{T} \cdot \frac{AQ_{пл}}{T} = \frac{Q_3}{Q_{пл}}.$$

Таким образом, о внутренней активности планет относительно Земли можно судить по отношению их экзогенных факторов. Расчеты показывают (Орлёнок, 1980), что, например, активность процессов в недрах Луны в 500 тысяч раз меньше, чем в недрах Земли, т.е. практически

близка к нулю:  $\frac{K_3}{K_л} = 5 \cdot 10^{-5}$ . Коль скоро имеет место сокращение ра-

диуса Земли, предсказываемое контракцией, то можно попытаться найти эту величину. Если современный периметр планеты составляет  $D_1$ , а позднедокембрийский –  $D_2$ , то величина

$$\frac{1}{2\pi}(D_2 - D_1) = \Delta R$$

и будет характеризовать сокращение радиуса Земли за время 580 млн. лет, т.е. в течение фанерозоя. Проведенные расчеты показали (Орлёнок, 1980), что средняя величина радиуса Земли 600 – 1000 млн. лет назад была на 261 км больше, чем современная, т.е. если современный радиус равен 6371 км, то в конце докембрия он был 6632 км, что соответствует уменьшению площади Земли примерно на 4 млн. км<sup>2</sup>. Полученное значение сокращения радиуса совпадает по порядку величин с теоретическим В. Кесарева (1976) – 195 км/млрд. лет. Имеющиеся расхождения могут быть отнесены за счет неточности определения возраста и глубины фундамента либо переработанного протовещества. Тем не менее достигнутое независимыми методами совпадение весьма убедительно и служит важным доказательством правильности теоретических предпосылок и расчетов, сделанных выше. Это, в свою оче-



редь, не оставляет сомнений относительно общей направленности процесса эволюции перисферы Земли, в основе которого лежит разновременное и разноамплитудное опускание ее блоков.

Таким образом, опускание твердой перисферы, подготовленное иерархией процессов в ядре и астеносфере, является ведущим тектоническим процессом на поверхности Земли. Все остальные виды движений ее будут производными от этого главного процесса. Следовательно, на Земле, имеющей гравитационную организацию вещества, нет такого механизма, который бы порождал вздымание твердой перисферы. Предполагаемый некоторыми исследователями вслед за Ван Беммеленом механизм всплывания легкого материала с границы «жидкого» ядра через нижнюю мантию (слой D) с последующей остановкой под подошвой каменной оболочки весьма умозрительен. За длительную историю развития планеты подобные астенолиты неоднократно переплавили бы нижнюю мантию, что, несомненно, ускорило бы переработку первичного планетного вещества. В результате Земля давно бы достигла лунной стадии. Этого не произошло потому, что плотная оболочка, обладающая исключительно низкой теплопроводностью, пропускала лишь летучие продукты дегазации ядра, а не расплавленную массу силикатов и окислов. Поэтому и невозможна конвекция в нижней мантии, на что указали Г. Джеффрис (1960, 1975) и Л. Кнопов (1975).

В нашей схеме также следует предположить, что миграция летучих из зоны ядра происходила не непрерывно, а дискретно, по мере их скопления в верхах реакционной зоны. В противном случае непрерывный поток мог переплавить нижнюю мантию под секторами океанов. Однако сколько-нибудь существенных аномалий, по данным сейсмологии, здесь не наблюдается (Буллен, 1976).

Итак, нам теперь становятся более понятными причины образования океанических впадин. В конце фанерозоя усиливаются потоки тепла и летучих из зоны внешнего ядра под сектора современных океанических областей. Они имеют преимущественно меридиональное, т.е. согласно с осью вращения Земли, простирание. Это служит указанием на то, что причины данного явления связаны с динамикой вращения планеты и, возможно, аккрецией нижней мантии вслед за уменьшающимся объемом ядра. Скопление избытков тепла и летучих способствовало вовлечению в дегидратацию почти 50-километровой толщи кислородно-силикатной оболочки. Последующая дегазация астеносферы и разгрузка от магматического материала образовали в ней разрежен-

ное пространство, в которое пассивно опускалась перисфера. Так возникли две главные волны контракции – океанические впадины и континентальные блоки, которые по отношению к первым следует рассматривать как остаточные возвышенности.

В дальнейшем в ходе последующей глобальной контракции сферы внутри этих главных ступеней рельефа возникают структуры более высокого порядка – впадины и возвышенности, развивающиеся уже на главной волне контракции. Таким образом, все горы на поверхности Земли, за исключением вулканических (перенос масс), являются остаточными возвышенностями, образовавшимися в результате опускания соседних блоков земной поверхности. Поэтому от понятия «поднятие», широко распространенного в геологической литературе, и всего, что с ним связано, необходимо решительно отказаться.

Учитывая определенную периодичность глобальных циклов активизации тектогенеза на поверхности Земли, составляющих 42 – 45 млн. лет (Максимов и др., 1977), и корреляцию их с динамическими явлениями ближнего Космоса, важнейшим из которых следует считать взаимодействие системы Земля – Луна и интенсивность солнечного излучения, необходимо признать возможность существования внешнего спускового механизма, регулирующего циклы сжатия Земли по мере накопления продуктов дегазации нижней мантии и астеносферы.

Циклы интенсивной разгрузки, возникающие под влиянием внешнекосмического фактора, проявляются в настоящее время в повышении тектонической активности на поверхности Земли в виде вулканизма и землетрясений, связанных с линиями глубинных разломов, фиксирующих границы нисходящих на более низкие уровни блоков перисферы.

Иными словами, как справедливо заметил Э. Зюсс, все многообразие геологических явлений на поверхности Земли, по-видимому, сводится к немногим общим принципам.

Какова же в свете изложенного тектоническая позиция островных дуг и приконтинентальных желобов с их глубокофокусными землетрясениями ( $H = 300 - 700$  км) и вулканизмом, особенностями гипсометрии и рельефа? Первое, что помогает нам понять генезис этих структур, – это положение очагов землетрясений. Существование наклонной полосы гипоцентров (плоскость Бенъофа) на глубинах астеносферы и далеко за ее пределами указывает на существование здесь аномального уплотнения вещества, вытянутого вдоль узких зон меридионального простирания. Они расположены по границам опускающихся океаниче-

ских платформ. Это может быть следствие динамического сжатия перисферы в ходе общей контракции Земли. Наклон плоскости Бенъофа характерен для скальвующихся напряжений, возникающих при сильном горизонтальном сжатии верхов перисферы. Существование подобных горизонтальных напряжений в земной коре, достигающих  $300 - 500 \text{ кг/см}^2$ , известно на континентах (Кропоткин, 1977). Вулканизм островных дуг может быть обусловлен выносом летучих и тепла, проникающих по разломам в нижней мантии непосредственно из внешнего ядра. Об этом свидетельствует и глубинный характер магм, представленных преимущественно щелочными оливиновыми базальтами в ассоциации с перидотитами и карбонатитами, для которых типичны недостаток кремнезема и высокие водно-водородные соотношения (Семененко, 1975).

#### **§4. Важнейшие тектонические следствия контракции**

1. Сокращение поверхности Земли, вследствие уменьшения ее объема и прогрессивного уменьшения радиуса, ведет к увеличению контрастности и глубины расчлененности рельефа перисферы.

2. Океанические бассейны и континентальные блоки – это наименьшие гармоники контракции, образовавшиеся в начальный период сжатия перисферы, пассивно приспособившейся к внутреннему уменьшению объема сферы.

Впадины и возвышенности в пределах этих главных геотектур суть гармоники сжатия более высокого порядка, наложившиеся в более поздние этапы развития Земли на основные гармоники контракции и отражающие дальнейший процесс уменьшения площади поверхности Земли.

3. В пределах перисферы не могут происходить поднятия отдельных его сегментов. Вся поверхность ее – суть чередования разнообразных по форме уровней различной скорости и амплитуды опусканий, впадин и остаточных возвышенностей.

Следовательно, все без исключения невулканические горные хребты, валы, высокие плато как в областях наименьшего опускания сферы (океанических бассейнах), так и в областях положительной волны контракции (континентах) являются остаточными возвышенностями. Иными словами, как справедливо заметил Ганс Клоос, – это положительные формы, связанные с отрицательными явлениями.

4. Наиболее древними остаточными возвышенностями являются щиты. В результате длительной денудации они должны иметь сокращенную мощность земной коры в целом и гранитометаморфического слоя в частности. Относительная вертикальная стабильность щитов обусловлена отсутствием астеносферы под ними (Кнопов, 1975), т.е. им некуда садиться. Это указывает на то, что в докембрии щиты являлись областями более быстрого проседания по сравнению с окружающими участками поверхности, занимаемыми ныне платформами. После докембрия, а точнее, с начала фанерозоя, обстановка переменилась – относительная скорость и амплитуда погружения окружающих участков коры (платформ) стала больше, чем на щитах. В древнейших остаточных возвышенностях суши в результате эрозии гранитного слоя возможен вывод на поверхность пород мантии. Примером может служить Урал.

5. Рифтовые системы океанических бассейнов отражают кайнозойский этап аккреции Земли. Их раскрытие обусловлено быстрым опусканием прилегающих участков котловин и растягивающими напряжениями на своде остаточной возвышенности. Возникшие при этом глубокие разломы явились подводными каналами вулканизма, приведшего к формированию сложнорасчлененного рельефа в области гребня (на своде структуры). Это современные глобальные зоны тепломассопереноса из астеносферы, и, следовательно, вызваны они глобальными процессами всеобщей аккреции Земли. Другие подводные невулканические валы и хребты – суть остаточные возвышенности кайнозойского этапа опусканий дна.

Островные дуги и тихоокеанское подвижное кольцо являются внешним проявлением интенсивных (с образованием разломов) опусканий участков континентальных периферий котловины Тихого, Атлантического и Индийского океанов. В целом впадина Тихого океана в настоящее время «садится» быстрее, чем в других океанах.

6. Трансгрессия – это эпохи длительной задержки аккреции поверхности Земли; регрессии, наоборот, – интенсивных ее опусканий. Границы этих эпох должны характеризоваться тектонической активизацией, вулканизмом и землетрясениями – то, что ныне называют эпохами «складчатости». Следовательно, в период регрессии тектоническая активность перисферы усиливается. Современная эпоха регрессии как раз и характеризуется таким усилением активности.

7. Складчатость пород – это, по существу, дислокационная и гравитационная складчатость, возникающая на границах относительного

смещения блоков и наклонных поверхностей жесткой литосферы. В целом она должна затухать с глубиной прогиба. Здесь же на границах блоков при значительных амплитудах быстрых опусканий должны возникать интрузивно-эффузивные образования. Таким образом, все горизонтальные смещения пород возникают как производные вертикальных опусканий уровней сферы и ограничиваются наклонами и течением осадочных пород ( $\tau$  составляет десятки тысяч лет). Никаких глобальных горизонтальных перемещений континентов в духе мобилистических реконструкций, равно как и геосинклинального процесса, не существует. Не существует и процесса базификации коры в том плане, как он рассматривается В. Белоусовым (1962, 1976). Рассмотренные выше горизонтальные перемещения пород, а также значительные опускания некоторых краевых областей континентов могли создать впечатление всеобщности, так как они в действительности существуют. Но области их существования весьма ограничены и подчинены главному тектоническому движению перисферы – нисходящему вдоль радиуса. Они – суть вектора этого основного движения.

## ЧАСТЬ II

### ГЛАВА IV. ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

#### §1. Закон всемирного тяготения

На поверхности Земли действует гравитационное поле, создаваемое силой притяжения массы Земли  $F$  и центробежной силой  $P$ , возникающей вследствие вращения Земли вокруг своей оси (рис. 18)

Рис. 18. Гравитационные и центробежные силы Земли:  $F$  – сила притяжения;  $P$  – центробежная сила;  $g$  – сила тяжести;  $l$  – расстояние до оси вращения Земли;  $a$  – большая полуось

Согласно закону тяготения Ньютона, сила притяжения  $F$  определяется из выражения:

$$F = G \frac{mM}{r^2}, \quad (\text{IV.1})$$

где  $r$  – расстояние от центра Земли до притягиваемой точки;

$M$  – масса Земли;

$m$  – масса притягиваемого тела;

$G$  – гравитационная постоянная, равная в системе СИ:

$$G = 6,673 \cdot 10^{-11} \frac{\text{М}^3}{\text{кг} \cdot \text{с}^2}. \quad (\text{IV.2})$$

Центробежная сила  $P$  пропорциональна радиусу вращения  $l$  (расстояние от оси вращения) и квадрату угловой скорости  $\omega$ , где  $T$  – средние звездные сутки, в течение которых Земля делает полный оборот (на  $360^\circ$ ) вокруг своей оси. Таким образом,  $P = \omega^2 l \cos \varphi$ ;

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{86164,098904} = 7,2921151467 \cdot 10^{-5} \text{ рад/с}. \quad (\text{IV.3})$$

На экваторе  $a = 6,378160 \cdot 10^8$  см, следовательно, сила, действующая на единицу массы на поверхности земного экватора, будет равна:

$$P_3 = \omega^2 a = 3,391584 \text{ гал}. \quad (\text{IV.4})$$

На полюсе  $l_p = 0$  и, следовательно,  $P_p = 0$ .

Сила притяжения  $F$  направлена вдоль радиуса  $r$  к центру Земли, сила  $P$  обратна действию  $F$  (рис. 18). Результирующая этих двух сил и будет определять силу тяжести  $g$  на поверхности Земли:  $g = F - P$ , или с учетом (IV.1) и (IV.4)

$$g = G \frac{M}{r^2} - \omega^2 l, \quad (\text{IV.5})$$

где  $l$  – расстояние от оси вращения Земли до точечной массы  $m$  на поверхности. Направление вектора  $g$  совпадает с линией отвеса, на конце которого подвешен груз с некоторой массой  $m$ .

Величина  $g$  имеет размерность  $LT^{-2}$ , где  $L$  – длина,  $T$  – время, т. е. представляет собой ускорение силы тяжести в данной точке земной поверхности. Единицей измерения ускорения силы тяжести в системе СГС служит гал:  $1 \text{ гал} = 1 \text{ см/с}^2$ . В практике гравитационных наблюдений используется более мелкая величина – миллигал (мгал):  $1 \text{ мгал} = 10^{-3} \text{ гал}$ . Точность современных относительных наблюдений с помощью гравиметров превышает  $0,01$  мгал, абсолютных наблюдений на стационарных установках –  $0,01 \cdot 10^{-3}$  мгал (Мельхиор, 1976).

## §2. Фигура Земли

Фигура Земли в первом приближении представляет собой эллипсоид вращения, у которого экваториальный радиус ( $a$ ) больше поляр-

ного (b) на 21389 км. Отсюда полярное сжатие земного эллипсоида составляет

$$\varepsilon = \frac{a-b}{a} = \frac{1}{298,25}. \quad (\text{IV.6})$$

Это различие в длинах радиуса обуславливает современное изменение силы тяжести от полюса до экватора на величину 1,6 гал.

Отношение центробежной силы  $P$  к силе тяготения  $F$  называют геодинамической постоянной  $q$ :

$$q = \frac{\omega^2 a}{GM/a^2} = \frac{\omega^2 a^3}{GM} = 34614,072 \cdot 10^{-7} = \frac{1}{288}. \quad (\text{IV.7})$$

Оно показывает, что сила тяжести на поверхности Земли определяется главным образом притяжением ее массы, а вклад центробежного ускорения составляет всего 0,5%. Тем не менее эта величина действует на протяжении длительного времени, играет исключительно важную роль в дифференциации земного вещества, динамике водных и воздушных масс. Изменение силы  $P$  по широте и сжатие Земли совместно определяют нормальное изменение поля силы тяжести у Земли. В первом приближении это изменение можно описать уравнением Клеро

$$\gamma = g_e [1 + \beta \cos^2 \Theta] = g_e [1 + \beta \sin^2 \varphi], \quad (\text{IV.8})$$

где  $\Theta$  – дополнение географической широты до  $90^\circ$  ( $\Theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$ );

$\beta = \frac{g_p - g_e}{g_e} = \frac{5}{2}q - \varepsilon$  – гравитационное сжатие Земли, а  $g_p$  и  $g_e$  – значения силы тяжести на полюсе и экваторе.

В 1971 г. в Москве была принята новая формула нормальной силы тяжести:

$$\gamma = 978,0318 (1 + 0,0053024 \sin^2 \varphi - 0,0000059 \sin^2 2\varphi), \quad (\text{IV.9})$$

в которой были использованы данные спутниковых измерений.

Найдем горизонтальный градиент  $\gamma$  в зависимости от широты:  $\frac{d\gamma}{d\varphi} = 5,1723 \sin^2 \varphi$  (гал/рад), откуда с учетом того, что 1 рад = 6378,4 км, найдем  $d\gamma = 0,8109 \sin^2 \varphi$  (мгал/км)\*.

---

\* 1 рад =  $a$ , где  $a$  – большая полуось земного эллипсоида.



Таким образом, по широте, например  $45^\circ$ , нормальное поле  $\gamma$  изменяется вдоль меридиана со скоростью 0,8 мгал на километр. Это большая величина. Она лежит в пределах значений наблюдаемых гравитационных аномалий, поэтому учет изменения нормального поля силы тяжести необходим.

Согласно формуле (IV.9), значение  $\gamma$  на полюсе равно 983221 мгал, следовательно, полное изменение  $\gamma$  составляет 5172 мгал. При этом вклад центробежного ускорения  $P$  составляет 3,39 гал, геометрического сжатия планеты  $\varepsilon - 1,78$  гал.

### §3. Потенциал силы тяжести

Сила тяжести  $g$ , определяемая по формуле (IV.5), является векторной величиной. Для решения многих задач гравиметрии удобно пользоваться скалярной величиной  $V$ , определяемой из выражения

$$V = G \frac{M}{r}. \quad (\text{IV.11})$$

Сила тяжести связана с величиной  $V$  соотношением

$$g = \frac{\partial V}{\partial r}, \quad (\text{IV.12})$$

т. е. является проекцией по направлению действия силы. Функция, удовлетворяющая условиям (IV.12) и (IV.11), называется потенциалом силы тяжести.

Полный потенциал силы тяжести  $W$ , очевидно, будет представлять сумму скалярных величин  $V$  и  $U$ , характеризующих потенциалы притяжения и центробежной силы:

$$\begin{aligned} V &= G \int \frac{dm}{r}; \\ U &= \frac{1}{2} \omega^2 a^2 = \frac{1}{2} \omega^2 (x^2 + y^2); \\ W &= G \int \frac{dm}{r} + \frac{1}{2} \omega^2 (x^2 + y^2). \end{aligned} \quad (\text{IV.13})$$

Выражение

$$W = \text{const} \quad (\text{IV.14})$$

определяет эквипотенциальную поверхность, или поверхность равного потенциала, в каждой точке которой величина силы тяжести направлена по нормали:  $g = -\frac{dW}{dn}$ .

Эта эквипотенциальная поверхность в условиях вращающейся Земли совпадает с уровнем моря и по форме близка к сфероиду вращения. Она носит название геоида. Отклонение поверхности геоида от поверхности сфероида будет характеризовать ундуляцию геоида.

Нетрудно показать, что вторые производные потенциала тяготения по осям координат для точек, расположенных вне масс, равны нулю, т.е.

$$\nabla^2 V = 0, \quad (\text{IV.15})$$

где  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ , а потенциала силы тяжести – сумме вторых производных потенциала центробежной силы:

$$\nabla^2 W = 2\omega^2. \quad (\text{IV.16})$$

Уравнение (IV.15) называется уравнением Лапласа.

Для точек, расположенных внутри сферических масс, имеем

$$V = \frac{2}{3} \pi G \rho (3R^2 - l^2).$$

Дифференцируя дважды, получим:

$$\begin{aligned} -\frac{4}{3} \pi G \rho - \frac{4}{3} \pi G \rho - \frac{4}{3} \pi G \rho &= -4\pi G \rho; \\ \nabla^2 V &= -4\pi G \rho; \\ \nabla^2 W &= -4\pi G \rho + 2\omega^2 \end{aligned} \quad (\text{IV.17})$$

Уравнение (IV.17) называется уравнением Пуассона. Уравнение Лапласа представляет собой частный случай уравнения Пуассона, когда  $\rho = 0$ .

Функция, удовлетворяющая уравнению Лапласа, называется гармонической. Уравнение Пуассона показывает, что вторые производные потенциала тяготения при прохождении притягиваемой точки меняются скачком на величину плотности  $\rho$ .

#### §4. Аномалии силы тяжести

Представляя фигуру Земли эллипсоидом вращения и вводя понятие геоида, мы предполагаем, что масса Земли сложена однородным по

плотности веществом. При этом изменение силы тяжести на поверхности Земли должно быть обусловлено лишь изменением по широте потенциала центробежной силы и различием в экваториальном и полярном радиусах. Однако в реальных условиях характер изменения силы тяжести отличается от теоретического нормального распределения, рассчитанного для поверхности однородного геоида, или эллипсоида. Такого рода отклонения силы тяжести от нормальной величины вызваны неоднородным распределением плотностей в теле Земли и особенно в верхних ее частях.

Разность между наблюдаемым ускорением силы тяжести  $g$  и нормальной величиной  $\gamma_0$ , полученной по международной формуле (IV.9), называется аномалией силы тяжести  $\Delta g$ :

$$\Delta g = g - \gamma_0. \quad (\text{IV.18})$$

Аномалии силы тяжести создаются главным образом неоднородным распределением плотностей в земной коре и верхней мантии. Однако, чтобы выявить эту неоднородность, простого вычитания из наблюдаемой силы тяжести нормальной составляющей оказывается недостаточно. Дело в том, что величина силы тяжести зависит от целого ряда факторов, и в первую очередь от географической широты и высоты места (относительно уровня моря), рельефа окружающей местности, характера плотностных неоднородностей в верхних слоях Земли под точкой наблюдения и др. Для исключения влияния этих факторов в наблюдаемое значение  $\Delta g$  вводят поправки или, как их еще называют, редукции. Название редукции определяет название аномалии силы тяжести.

**Поправка за высоту. Аномалия в свободном воздухе (аномалия Фая).** При проведении гравиметрических наблюдений на земной поверхности точки наблюдения, как правило, располагаются выше уровня моря. Для того чтобы наблюдаемые значения силы тяжести могли быть сопоставимы между собой, их приводят к уровню моря, вводя поправку «за высоту». Смысл этой поправки заключается в следующем.

Сила тяжести на уровне моря определяется из известного нам уже выражения

$$g = G \frac{M}{R^2}. \quad (\text{IV.19})$$

Если же точка наблюдения  $O$  расположена на некоторой высоте  $H$  от уровня моря, то притяжение ее определится выражением (рис. 19):

$$g_1 = G \frac{M}{(R + H)^2}. \quad (\text{IV.20})$$

Сила тяжести изменится на величину

$$\begin{aligned} \delta g_1 = g - g_1 &= GM \left( \frac{1}{R^2} - \frac{1}{(R + H)^2} \right) = \\ &= \frac{GM}{R^2} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{H}{R} \right)^{-2} \right]. \end{aligned}$$

Рис. 19. К определению  
редукции Фая

Разлагая выражение  $\left( 1 + \frac{H}{R} \right)^{-2}$  по би-

ному Ньютона и ограничиваясь первым членом разложения, имеем

$$\delta g_1 = \frac{2GMH}{R^3} \approx 2g \frac{H}{R}.$$

Подставляя вместо  $g$  среднее для всей Земли значение  $g_{cp} = 980,6$  гал,  
 $R_{cp} = 6371,2$  км, получим

$$\delta g_1 = 0,3086H, \quad (\text{IV.21})$$

где  $H$ , м.

Это нормальный вертикальный градиент силы тяжести для невращающейся Земли. Точное выражение этого градиента получим с учетом потенциала центробежного ускорения  $2\omega^2 H$ , получаемого из уравнения Лапласа  $\Delta W = 2\omega^2$  в новой системе координат. Например, для  $H = 1000$  м  $2\omega^2 H = 1,058 \cdot 10^{-8} \cdot 10^5 = 1$  мгал. Важность учета этой поправки очевидна, особенно для сильнопересеченной местности, т.е. в общем случае

$$\delta g = 0,3086 H + 2\omega^2 H \quad (\text{IV.22})$$

Формула (IV.22) называется поправкой за высоту, или в свободном воздухе, и характеризует нормальное изменение силы тяжести с высотой. С учетом поправки за высоту можно вычислить аномалию силы тяжести в свободном воздухе как разность наблюдаемого и редуцированного к точке наблюдения нормального значения силы тяжести, вычисленного по формуле Гельмерта или Кассиниса:

$$\Delta g_1 = g - \gamma_0 + 0,3086H. \quad (\text{IV.23})$$

Получаемая по формуле (IV.23) аномалия  $\Delta g$  называется аномалией в свободном воздухе, или аномалией Фая.

Следует отметить, что при введении поправки за свободный воздух влияние масс (плотностных неоднородностей), лежащих между уровнем точки наблюдения и уровнем моря, не учитывается. Однако на самом деле между уровнем наблюдения и уровнем моря залегают породы, обладающие определенной плотностью. Наличие таких пород увеличивает наблюдаемое значение силы тяжести, и чем выше точка отстоит от уровня моря, тем больше их влияние. Этот эффект наиболее ощутим при наблюдениях в горной местности. На равнине редукция за высоту будет постоянна.

Таким образом, аномалия в свободном воздухе отражает суммарное влияние плотностной неоднородности горных пород и влияние дополнительных масс, вызванное рельефом. Поэтому в условиях расчлененного рельефа с большим перепадом высот (порядка нескольких сотен метров) аномалия в свободном воздухе в значительной степени будет отражать топографию, в то время как гравитационный эффект плотностных неоднородностей верхних этажей геологического разреза Земли будет замаскирован. Исключение, как уже отмечалось, составляют равнинные участки с небольшими перепадами рельефа. В этих условиях аномалия в свободном воздухе может быть использована для изучения глубинной структуры.

***Поправка за притяжение промежуточного слоя. Аномалия Буге.***

Для определения влияния плотностных неоднородностей между уровнем наблюдения и уровнем моря вычислим силу притяжения диска бесконечного радиуса и плотности  $\rho$  на точку  $P$ , расположенную на некоторой высоте  $h$  от его центра (рис. 20). Как видно из рисунка, элемент массы бесконечно малого объема высотой  $dh$  равен

$$dM = \rho r dr d\Theta dh,$$

$$R^2 = h^2 + r^2,$$

$$\cos \alpha = \frac{h}{(h^2 + r^2)^{1/2}}.$$

Рис. 20. К определению притяжения плоского диска

Откуда проекция  $g$  на ось  $z$  будет равна

$$dg_z = G \frac{dM}{l^2} \cos \alpha = \frac{G \rho r dr d\Theta dh}{h^2 + r^2} \cdot \frac{h}{(h^2 + r^2)^{1/2}}. \quad (\text{IV.24})$$

Чтобы найти  $g_z$  по всей массе диска, нужно проинтегрировать (IV.24):

$$g_z = G \rho h dh \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{r dr d\Theta}{(r^2 + h^2)^{3/2}} = 2\pi G \rho h dh \int_0^R \frac{r dr}{(r^2 + h^2)^{3/2}}.$$

В итоге получаем

$$g_z = 2\pi G \rho h \left( 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{R^2}{h^2}\right)^{1/2}} \right),$$

при  $R \rightarrow \infty$  и  $dh \rightarrow H$  – полной высоте диска получаем:

$$g_z = 2\pi G \rho H. \quad (\text{IV.25})$$

Выражение (IV.25) показывает, что сила притяжения бесконечного слоя на точку не зависит от расстояния  $l$  до точки, а зависит от массы этого слоя ( $\rho H$ ). Подставляя в (IV.25) значение  $2\pi$  и  $G = 6,6732 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$ , получим

$$g_z = 0,0418 \rho H. \quad (\text{IV.26})$$

Это и есть редукция Буге, характеризующая притяжение слоя  $H$ , имеющего плотность  $\rho$ . Обычно плотность берут равной средней плотности земной коры  $\rho = 2,67 \text{ г/см}^3$ . Отклонения от этого среднего в реальных разрезах позволяют выявить области с аномальными плотностями.

Величина

$$\Delta g_2 = g - \gamma_0 + 0,308H - 0,0418\rho H \quad (\text{IV.27})$$

называется аномалией Буге. При измерениях на море вследствие  $H = 0$  аномалия приобретает вид

$$\Delta g_2 = g - \gamma_0. \quad (\text{IV.28})$$

Аномальное гравитационное поле Земли отражает суммарное действие гравитирующих масс, расположенных на различных глубинах в земной коре и верхней мантии. Поэтому для однозначного решения вопроса о природе аномалий необходимо разделять гравитационные поля на региональные, создаваемые глубокозалегающими массами, и локальные, вызванные местными геологическими неоднородностями разреза. Для исключения высокочастотного локального фона пользуются различными методами пересчета аномального поля в верхнее полупространство. В результате таких операций мелкие неоднородности поля сглаживаются и остается низкочастотный региональный фон, обусловленный действием крупных или глубокозалегающих гравитирующих масс.

Другая задача интерпретации заключается в исключении регионального фона и выделении локальных аномалий, связанных с неглубоко залегающими массами. Методы решения этих задач разработаны на уровне полуколичественных определений.

Несмотря на сложную структуру аномального гравитационного поля, наблюдаемого как на суше, так и на море, отдельные участки кривой  $\Delta g$  могут быть использованы для определения параметров гравитирующей массы. Иногда, меняя форму и глубину залегания гравитирующей массы, рассчитывают создаваемую при этом аномалию. Сравнивая ее с наблюдаемой аномалией, методом подбора определяют основные параметры возмущающей массы в реальных условиях (см. гл. V).

Существование гравитационных аномалий над океаническими котловинами и над континентами обусловлено плотностными неоднородностями горных пород. Чем значительнее эти неоднородности, тем лучше они отражаются в аномальном гравитационном поле. Большую роль играют также размеры и форма аномалиеобразующего тела.

Для оценки параметров геологических объектов и расчетов создаваемого ими аномального поля силы тяжести вводится понятие избыточной плотности горных пород  $\Delta\rho$ :

$$\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1 \quad (\text{IV.29})$$

Избыточной плотностью называется разность плотности вмещающих пород  $\rho_1$  и плотности аномалеобразующего тела  $\rho_2$ . Знание плотности важно при геологическом истолковании гравитационных аномалий. Более детально этот вопрос будет рассмотрен в главе V.

## §5. Принципы изостазии

Наблюдения силы тяжести на земной поверхности показали, что горные массивы притягивают гораздо слабее, чем следовало бы, если исходить из расчетов притяжения видимыми массами. С другой стороны, впадины океанов должны создавать меньшие аномалии вследствие недостатка масс по сравнению с возвышенностями суши. Однако и здесь оказалось, что наблюдаемые аномалии значительно выше расчетных.

Эти факты привели к созданию в конце прошлого века теории изостазии, которая была изложена почти одновременно и независимо друг от друга в 1851 г. английскими геодезистом Праттом и в 1855 г. астрономом Эри. Напомним основные ее положения: согласно теории изостазии, отдельные глыбы земной коры находятся в гидростатическом равновесии и как бы плавают в вязкой массе подстилающей магмы. При этом избыток масс на поверхности компенсируется недостатком их внизу.

По теории Пратта блоки коры имеют разную плотность и высоту. Чем выше блок, тем меньше его средняя плотность. Компенсация массы различных блоков коры предположительно осуществляется где-то в мантии на некотором уровне  $T$  (рис. 21). Таким образом, если  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – плотности континентального блока,  $\rho_3$  – плотность океанического блока,  $H$  – высота блока над уровнем моря,  $P$  – глубина моря, то, согласно Пратту, имеют место следующие равенства:

$$\rho_1(T + H) = C \quad (\text{IV.30})$$

и

$$\rho_3(T - P) + 1,03P = C; C = \text{const}, \quad (\text{IV.31})$$

откуда

$$\frac{\rho_1(T - H)}{\rho_3(T - P) + 1,03P} = 1 \quad (\text{IV.32}).$$

При  $H = 0$  найдем постоянную  $\rho_0 T = C$ ;  $\rho_0 = 2,67 \text{ г/см}^3$ , откуда  $C = 2,67T$ .

С учетом формулы (IV.30) и полученного значения для  $C$  найдем  $T$ :

$$T = \frac{H\rho_1}{2,67 - \rho_1}. \quad (\text{IV.33})$$



а

б

Рис. 21. Модели изостазии: а – по Пратту; б – по Эри

Если компенсация осуществляется на нулевом уровне ( $T = 0$ ), то это соответствует нулевой плотности столба, возвышающегося над уровнем моря, т. е. внешние массы гор и материков равны нулю. На языке редукиций это соответствует поправке за свободный воздух. Таким образом, редукия Фая соответствует изостатической компенсации на уровне моря, при этом массы, расположенные под точкой наблюдений, опускаются на уровень моря и конденсируются в бесконечно тонкий слой.

Если компенсация осуществляется на бесконечности ( $T = \infty$ ), что имеет место при  $2,67 - \rho_1 = 0$ , т. е. избыточных масс нет, то надземные массы притягивают плотностью. Это соответствует редукиции Буге, где весь избыток масс отнесен за счет притяжения слоя плотностью  $2,67 \text{ г/см}^3$ , лежащего выше уровня моря, что адекватно опусканию избыточных масс под уровень моря и «размазыванию» их на бесконечно большую глубину. Таким образом, редукиции Фая и Буге по существу являются предельными изостатическими редукициями. Они показывают, что уровень компенсации  $T$  лежит где-то между нулем и бесконечностью. Американский геофизик Хейфорд показал, что вероятная глубина изостатической компенсации разноплотностных блоков земной коры равна 122 км. В более поздних работах она оценивалась от 96 до 102 км.

По гипотезе Эри земная кора имеет всюду одинаковую плотность, но разную высоту блоков и как бы плавает в более тяжелом субстрате (см. рис. 21). Следовательно, разность плотности субстрата (магмы)  $\rho$  и плотности земной коры  $\rho_0$  у Эри – величина постоянная  $\rho - \rho_0 = \Delta\rho$ . Глубина погружения блока определяется законом Архимеда – более высокий блок имеет больший корень в магме, чем блок менее высокий. Условие равновесия запишется в виде:  $\rho_0 V = \rho b$ . Здесь  $V$  – мощность

коры блока;  $b$  – глубина погружения его в магму. Отсюда нетрудно видеть, что

$$b = \frac{\rho_0}{\rho} B.$$

Несмотря на различные предпосылки в схемах Пратта и Эри, математически они не отличаются друг от друга, массы блоков до некоторой фиктивной границы компенсации  $T$  оказываются равны.

Основной формулой для вычисления изостатической редукции является формула для притяжения кругового цилиндра на точку, лежащую на его оси на некоторой высоте  $H$ :

$$\Delta g = \frac{1}{h} \sum \sum 2\pi G \rho \left[ \sqrt{r_2^2 + (H+T)^2} - \sqrt{r_2^2 + H^2} \right] - \left[ \sqrt{r_1^2 + (H+T)^2} - \sqrt{r_1^2 + H^2} \right] \quad (\text{IV.34})$$

Подбор глубины компенсации в формуле (IV.34) по известным значениям плотности  $\rho$ , высоты рельефа  $H$  и радиусов выбранных зон  $r_1$  и  $r_2$  осуществляется минимизацией величины  $\Delta g$  до нуля. Считается, что приблизительной оценкой наличия изостатической компенсации области является положительный знак аномалии Фая и отрицательный аномалии Буге. Одинаковый знак аномалии служит указанием на изостатическую некомпенсированность области.

Правомочность выделения постоянной плотности для коры в схемах изостази как будто подтверждается линейной связью между мощностью коры  $M$  и высотой рельефа  $H$  на суше:  $M = M_0 + KH$ . Наличие такой корреляции указывает на заметный плотностный контраст между корой и верхней мантией (до границы  $M$ ). Аналогичная связь обнаруживается и для аномалий Буге, а также только для суши:  $M = M_0 + K\Delta g_B$ . Свыше 95% гравитационного эффекта в радиусе 20 км реализуется притяжением масс, расположенных в земной коре, и лишь 75% – в радиусе 167 км. Таким образом, трудно говорить об изостатическом равновесии, когда для малых блоков практически вся аномалия  $\Delta g$  вызвана массами в коре, а для более чем градусных площадей сказывается кривизна поверхности Земли, и сколько здесь приходится на изостазию, сколько на притяжение сферического слоя, сказать трудно.

Венинг-Мейнис также указал на искусственность схем Пратта и Эри, ибо в природе нет деления коры на независимо скользящие относительно друг друга блоки. Он предложил свой вариант изостази

в виде изгибающейся пластинки, края которой, будучи связанными со стабильными участками коры, не подчиняются законам гидростатики. Тем не менее перисфера, следуя сокращающемуся радиусу Земли, садится не в более плотную мантию, как это имеет место в моделях изостазии Пратта и Эри, а в лучшем случае в занятое летучими и легкоплавкими пространство астеносферы. В этом смысле механизм изостазии в масштабе Земли отсутствует, что и подтверждается многочисленными исследованиями, согласно которым примерно 40 – 50% площади поверхности Земли является изостатически нескомпенсированной (Джеффрис, 1960). Однако иногда изостатические аномалии, по мнению некоторых исследователей, предпочтительнее аномалий Фая, и особенно Буге, так как они не вносят больших искажений в наблюдаемое поле искусственным перемещением и добавлением фиктивных масс, искажающих геоид. Например, как следует из формулы «насыпной» (условной) редукции Буге для моря,  $\Delta g_B = 0,0418(2,67 - 1,03)H = 0,0685H$ , на каждую 1000 м глубины «аномалия Буге» увеличивается на  $68 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$  (68 мгал). Это значительно больше величин для сухопутных измерений на тех же широтах.

Большие положительные изостатические аномалии (более  $10 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ) приурочены главным образом к возвышенностям, отрицательные – к континентальным впадинам, щитам и океаническим котловинам. В среднем эта картина сходна с данными о форме геоида. Кроме того, осредненные по 5-градусным квадратам аномалии Фая и изостатические аномалии оказываются одинаковы по знаку и близки по величине. Это особенно хорошо видно при сравнении областей с большими изостатическими аномалиями. Отсюда следует, что осредненные по большим площадям аномалии Фая близки действительному распределению поля силы тяжести на поверхности Земли. В свою очередь этот факт служит указанием на существование глубины компенсации, близкой к нулевой, т. е. аномалии действительно в основном обусловлены плотностными неоднородностями в верхах перисферы и в меньшей степени в астеносфере и тем более глубже. Замечательно, что рифтовые хребты характеризуются довольно значительными (около  $10 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$  и более) положительными изостатическими аномалиями и аномалиями Фая, а котловины по обе стороны от них – отрицательными.

Вышеизложенное согласуется с данными изучения ундуляции геоида. На рис. 22 приведена карта превышений геоида над поверхностью

эллипсоида со сжатием  $\varepsilon = \frac{1}{298,25}$ .



Величина ундуляции составляет  $+78 \div -112$  м. Максимальная амплитуда «рельефа» геоида равна 180 м. Ундуляции геоида не совпадают с распределением континентов и океанов. Зоны отрицательных значений  $W$  охватывают восточную наиболее глубоководную половину Тихого океана. Северную Америку и северо-западную часть Атлантики, а также Индийский океан и Центральную Азию. Тем не менее наиболее глубокие отрицательные значения  $W$  приходится на океанические бассейны, а положительные – на континентальные области и западную окраину Тихого океана. Это свидетельствует о том, что ундуляция геоида вызвана плотностными неоднородностями масс, лежащих за пределами возможных структурных и петрографических различий континентальной и океанической коры. Следовательно, карта геоида отражает характер разуплотнения вещества на уровне глубже 35 – 40 км. Отсюда мы получаем подтверждение в гравитационных данных сделанному выше выводу о том, что зонам современных опусканий соответствует наибольший недостаток масс – глубже границы М. Минимумы геоида совпадают с областями рифтовых хребтов и с прилегающими к ним котловинами, а также щитами континентов. Районам океана, характеризующимся максимумами высот геоида, соответствуют наиболее глубокие положительные региональные аномалии силы тяжести в свободном воздухе (аномалия Фая). Районам минимумов высот геоида соответствуют наиболее глубокие отрицательные региональные аномалии Фая. Однако имеются и исключения. Таким образом, ундуляции геоида дают заметный вклад в аномальное гравитационное поле как континентов, так и океанов; этот вклад достигает в среднем величины  $\pm 50 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ .

По данным американской спутниковой съемки SE-III и судовым наблюдениям, минимумы  $\Delta g$  преимущественно приурочены к докембрийским платформам и глубоководным котловинам. Однако в целом однозначная интерпретация невозможна. Поле весьма мозаично и отражает плотностную гетерогенность верхов твердой перисферы.

Статистический анализ данных гравиметрических измерений как на суше, так и на море показывает, что аномалия Фая коррелирует с рельефом поверхности Земли или с погребенным под тонким слоем рыхлых осадков рельефом кристаллического фундамента (базальтового – в океанах). Поэтому в большинстве случаев по наблюдаемым локальным или региональным аномалиям в свободном воздухе практически невозможно судить о плотностных соотношениях перисферы без предварительного учета влияния топографии. Осреднение по  $1 \times 1^\circ$  или

5×5° квадратам позволяет исключить сравнительно мелкие неровности и ошибки измерений, а также влияние коротковолнового рельефа. Это, в свою очередь, позволяет оценить аномальный эффект регионального порядка для сравнительно большого интервала глубин вплоть до астеносферного слоя. Выше было показано, что осредненные по крупным площадям аномалии Фая приближаются к высотным спутниковым и изостатическим аномалиям, что в первом приближении указывает на преимущественно коровое происхождение основной части аномального поля  $\Delta g$ . Следовательно, для получения представлений о плотностном состоянии крупных регионов на большей глубине мы должны пользоваться осредненными значениями поля в редукции Фая.

Сопоставление данных сейсмологии о положении границы М с аномалиями в редукции Буге вскрывает еще одну закономерность. Существует и прямая, точнее, линейная зависимость между глубиной границы М и величиной  $\Delta g$ . Однако эта зависимость реализуется лишь в так называемых изостатически скомпенсированных областях, т. е. в областях, где выступы рельефа земной поверхности компенсируются соответствующими утолщениями коры снизу. Из этого правила исключаются океанические области, где за подошву коры берутся сейсмические границы 7,4 – 7,8 – 8,1 км/с, которые на самом деле являются лишь промежуточными коровыми границами (Орлёнок, 1980, 1982). Аномалии Буге на суше конформны поведению границы М. Осредненные по 3×3° квадратам аномалии Буге увеличиваются линейно с уменьшением средней высоты рельефа приблизительно на  $95 \cdot 10^{-5}$  м·с<sup>-2</sup> на 1 км высоты суши. По Н. П. Грушинскому, зависимости аномалий Буге и высоты рельефа суши от глубины залегания границы М подчиняются следующему линейному закону:  $M = M_0 + K\Delta g_B$ ;  $M = M_0' + KH$ , где  $H$  – средняя высота рельефа;  $\Delta g_B$  – среднее значение аномалии Буге;  $M$  – мощность коры;  $K$  и  $M_0$  – коэффициенты, подлежащие определению. Например, для всей Земли  $M_0' = 35,0$ ;  $K' = 0,073$ ;  $M_0 = 35,6$ ;  $K = 5,05$ . Только для суши  $M_0 = 37,5$ ;  $K = 0,059$ ;  $M' = 37,7$ ;  $K' = 1,84$ . Только для морей  $M_0 = 30,8$ ;  $K = 0,062$ ;  $M_0' = 28,1$ ;  $K' = 3,35$ . Из этого следует главный вывод, что гравитационный эффект масс, распределенных в земной коре до границы М, значительно превышает эффект масс, распределенных глубже этой границы. Поэтому аномалии Буге в основном характеризуют (в региональном плане) совместное влияние мощности коры и особенности изменения плотности пород в ее пределах. Аномалия Фая менее чувствительна к таким изменениям, так как не учитывает промежуточные массы в этом диапазоне глубин. Таким

образом, аномалия Буге более чувствительна к флуктуациям мощности и плотности коры, а аномалия Фая – к флуктуациям поверхностного рельефа. Изостатическая аномалия свободна от этих влияний, характеризует промежуточный уровень компенсации (между нулем и бесконечностью) и, как правило, имеет более сглаженный характер с амплитудой порядка  $\pm 10 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ .

В общем случае плотностные неоднородности верхних слоев перисферы (до границы М) уверенно определяются гармониками сферических функций, начиная с  $n \geq 6$ . Низшие гармоники ( $n \leq 2$ ) могут дать информацию о неоднородностях нижней мантии и внешнего ядра. Это, в частности, следует из того, что ширина аномалии силы тяжести в первом приближении пропорциональна глубине залегания аномалиеобразующих масс, хотя в ней, как и в магнитном поле, присутствует эффект влияния горизонтальной мощности аномалиеобразующего тела. Иными словами, чем шире аномалия, тем глубже расположены возмущающие массы. Дюрбаум (1974) рассмотрел этот вопрос детально и показал, что большинство вычислительных схем определения верхних кромок аномальной гравитирующей массы сводится (для сравнительно простых форм) к определению половины ширины аномалии.

С учетом всего сказанного изостатическое редуцирование следует рассматривать как один из способов интерпретации гравиметрических наблюдений, соответствующих той или иной теоретической модели коры. Изостатические же аномалии будут характеризовать осредненную плотность верхов перисферы в региональных масштабах, но никак не их динамическое состояние. Для реализации последнего необходимы надежные сейсмические данные о положении границ раздела по всей тектоносфере. Однако таких данных ни по одному из регионов мы пока еще не имеем.

### ***Постгляциальные движения Фенноскандии и других областей четвертичных оледенений***

Идеи изостазии, основанные исключительно на данных измерений силы тяжести, с самого начала были весьма гипотетичными. Сегодня становится все более очевидным, что дефицит или избыток плотности обусловлен не простой схемой гидростатики Пратта или Эри, а существенной неоднородностью разреза коры и мантии в различных регионах. Вертикальные же движения обусловлены не перераспределением массы выветрелых пород на земной поверхности, а режимом активно-

сти астеносферы (Орлёнок, 1980). Блоки внешней каменной оболочки пассивно садятся в разуплотняющееся по мере дегазации и вулканизма пространство астеносферы без какой-либо существенной их переработки. В случае «базификации» сиализация мантии немедленно проявилась бы в изменении состава продуктов вулканизма, насыщении кремнеземом вод Мирового океана. Однако платобазальты океанических областей и гидросфера, наоборот, обеднены кремнеземом (Лисицын, 1974; Пронин, 1977). Более того, прогибание областей, как правило, начинается задолго до накопления сколько-нибудь значительных толщ осадков (синеклизы, океанические впадины и др.). Сейсмологические исследования последних лет показали, что астеносфера не образует сплошного слоя под подошвой перисферы Земли (Буллен, 1978; Кнопов, 1975; Рябой, 1979). Она отсутствует или редуцирована под щитами и горными поясами, а под континентальными платформами погружается на глубину более 100 км. В океанах в зонах тектонической активности кровля астеносферы лежит на 50 км выше и имеет мощность в 2 – 3 раза больше, чем под континентами, и практически отсутствует под котловинами. Следовательно, в масштабах Земли изостазия физически нереальна, во всяком случае, на уровне астеносферы. Аппроксимация же гидростатических условий на уровне 400 – 600 км весьма проблематична из-за существенного возрастания давления и сферичности Земли. Наличие негидростатических низких гармоник полей гравитации Земли, устанавливаемых по спутниковым данным (Джеффрис, 1960; Магницкий, 1965; Мельхиор, 1976), подтверждает сделанный вывод. Их сохранение не согласуется и с вязкоупругой моделью Земли.

В связи с вышеизложенным назрела необходимость в критическом пересмотре распространенных представлений о существовании так называемых гляциоизостатических поднятий на шельфах Арктики и Антарктики. В самом деле, масса 2 – 3 км призмы льда плотностью  $0,97 \text{ г/см}^3$  составляет менее 1% от массы 100 километровой каменной оболочки со средней плотностью  $3,5 \text{ г/см}^3$ , на которую этот лед давит так, что она вжимается в астеносферу. Но последняя отсутствует под щитами, а давление легкого льда более чем в два раза меньше нормального горного давления, создаваемого осадочной толщиной той же мощности. Следовательно, ни о какой изостазии не может быть речи. Мы можем допустить лишь сжатие первых сотен метров гранито-метаморфических пород. При средней пористости порядка 1% величина сжатия составит всего 10 м для толщи мощностью 1000 м. Посколь-



ку с глубиной давление нагрузки быстро уменьшается по экспоненциальному закону (Джеффрис, 1960), было бы большим преувеличением экстраполировать ее на глубины более 100 км.

Поднятия, якобы фиксируемые разновозрастными террасами и минимумом силы тяжести ( $-25 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ) (Гутенберг, 1963), либо отсутствуют совсем, либо за таковые принимаются крылья блоков коры, противоположная часть которых опускается в глубине щита (качельный эффект). По данным Л. Кнопва (1975), отрицательные аномалии обусловлены недостатком масс, реализуемых ниже границы 400 км, либо особенностью строения всей вышележащей толщи пород щитов. Что же касается террас, то, как показали наши наблюдения, многие высокие террасы на побережье Арктики и Приантарктическом секторе выпиханы краями деградировавших шельфовых ледников, имевших мощность (высоту) многие десятки метров. Такие террасы часто врезаны в крутые стены фьордов и в берега островов и несут следы ледниковой шлифовки. Их можно наблюдать и по бортам современных высокогорных ледников. Более того, террасы обнаружены во внутренних частях Скандинавии на высотах от 600 до 1000 м, т. е. далеко за пределами наивысшего стояния уровня моря.

Таким образом, некоторые деформации поверхности щитов под мощными ледниковыми покровами Гренландии и Антарктиды отчасти могут быть вызваны сжатием и уплотнением первых нескольких тысяч метров горных пород, а не «изостатическим» вдавливанием 100 км толщи в несуществующую астеносферу.

Поверхности равного давления  $P$ , определяемого выражением  $P = g_0 \sum h_i \rho_i$  (где  $g_0$  – значение силы тяжести на поверхности Земли в точке наблюдения;  $h_i$  и  $\rho_i$  – мощность и плотность слоев горных пород, слагающих разрез перисферы), будут иметь разную глубину под континентами и океанами и внутри этих областей, которые определяются мощностью и положением астеносферы (если таковая имеется) и плотностью вышележащих пород:  $H = \frac{P}{g_0 \sum \rho_i}$ . Это подтверждается отсутствием гидростатического равновесия Земли, устанавливаемым по

эволюции орбит искусственных спутников Земли.

Совершенно необъяснимо с позиций изостазии формирование синеклиз платформ и океанических областей. Проседание здесь является основной формой тектонических движений, и происходит оно в регионах с ничтожной мощностью осадков и с первоначально развитой ас-

теносферой. Об этом свидетельствует хорошо известный в геологии факт, что опусканию, как правило, предшествует платобазальтовый вулканизм. Следовательно, нисходящая динамика перисферы регулируется здесь не перераспределением выветрелого материала на поверхности блоков, а режимом активности в астеносфере, которая в свою очередь контролируется диффузионными процессами на уровне внешнего ядра. Проседание перисферы происходит пассивно по мере дегазации и вулканизма в разуплотняющееся пространство астеносферы. А это, конечно, не изостатический механизм.

В наши дни ежегодно происходит более 100 тысяч землетрясений. Только в одной точке рифта Срединно-Атлантического хребта мы в 1969 г. регистрировали донными сейсмографами до пяти землетрясений в день. Все это свидетельствует о высокой подвижности перисферы, поэтому подход к ней как к инертной массе даже в масштабе десятков тысяч лет представляется неправомочным и приводит к грубым ошибкам даже в приблизительных оценках изменения уровня моря в самую последнюю эпоху антропогена. В связи с этим расчеты К.К. Маркова и И.А. Суетовой, согласно которым максимальная высота гляциоизостатических трансгрессий не превышала в итоге всех колебаний 10 м над современным уровнем моря, видимо, ближе всего к истинной величине. Образование высоких береговых террас Алжира, Туниса и других происходило на подвижном тектоническом блоке, а не вследствие подъема уровня моря на 160 – 180 м и более. Подобная трансгрессия затопила бы 2/3 платформенной суши. Однако ничего подобного в истории плейстоцена, равно как и более раннего периода, не происходило. Типичный качельный эффект – опускание одного края блока коры за счет подъема другого и вместе с ним – вздымание террас. Этот пример объясняет образование высоких террас Средиземноморья, Западной Балтики, Кавказа и др. При опускании блока в сторону моря происходит погребение и затопление террас – этот пример объясняет генезис многих платформенных низких и затопленных террас Русской и Сибирской платформ, побережья Северной Европы и т. д.

Но все ли высокие террасы имеют тектоническую природу? Разумеется, нет. Как мы уже говорили, многие высокие террасы островов и побережий Арктического шельфа Евразии, Северной Америки и Гренландии, Антарктиды и прилегающих к ней островов можно объяснить выпавивающей деятельностью некогда двигавшихся здесь ледников – шельфовых и материковых. Ведь толщина ледяных языков и покровов

достигала нескольких сотен метров (Матишов, 1980). Кромки ледников полировали борта троговой долины, фьорда, морского побережья, отлагали боковую морену. Именно такие террасы наблюдаются в центрах европейских оледенений – Баренцево-Карском шельфе – на островах Франца-Иосифа, Шпицберген, Новой Земле, на побережье Кольского полуострова, Белого моря, Южно-Шотландских островах. Например, можно ли объяснить постепенное уменьшение высоты разновозрастных террас на островах Арктического шельфа с 152 м на островах Франца Иосифа и Шпицберген до 50 – 70 м на Новой Земле и до 0 – 5 м на Северной Земле и Новосибирских островах неравномерным подъемом уровня моря? Конечно, нельзя. Однако наиболее распространенной трактовкой этого явления служит гляциоизостазия.

Еще в 1976 г. автор также «традиционно» придерживался этого объяснения. До сих пор относительная приглубость (200 – 250 м) Баренцево-Карского шельфа объясняется его погружением под тяжестью ледника, а наличие высоких террас – последующим изостатическим подъемом территории, освободившейся от этой нагрузки. Аналогичным образом объясняются генезис глубокого (400 – 500 м) шельфа Антарктики и относительный подъем балтийских берегов Скандинавии, который традиционно смело распространяется на центральную область Фенноскандии (Гутенберг, 1963), где, однако, нет ни одного репера, но это удобно, ибо укладывается в рамки гляциоизостатической теории. Невозможно объяснить с помощью этой «теории» поднятия террас на маленьких островах, так как на их гористой поверхности и малой площади ледники не могут достигать гигантских мощностей в 2 – 3 км. С другой стороны, шельф Антарктики отнюдь не глубже, чем в других районах океана. Дело в том, что значительную площадь его мелководья занимают шельфовые ледники. Не отличается особенной глубиной и Баренцево-Карский шельф. На всем своем громадном простирании он изобилует обширными мелководными банками с глубинами менее 100 м. Большинство же впадин представляет собой типичные эрозионные троговые долины – следы выпахивающей деятельности ледников и водно-эрозионной деятельности в субэральных условиях (Матишов, 1980). Особенно четко этот эрозионный рельеф виден на примере узких гряд, срезаемых Новоземельским желобом юго-восточнее острова Новая Земля.

О тектонической природе многих желобов, и в частности окаймляющих о-в Шпицберген, писал в 1977 г. В. Д. Дибнер. Однако проведенные нами в 1980 г. в Зюйдкапском желобе гидромагнитные и геологические исследования, а также геоморфологические работы Г. Г. Ма-

тишова не подтвердили это предположение. Магнитное поле желобов исключительно спокойно и не вскрывает никаких тектонических нарушений и связанного с ними магматизма (Орлёнок, 1985). Зюйдкапский желоб – это типичный трог, выпаханный ледником, края которого и оставили высокие террасы на высоких гористых берегах Шпицбергена. Подобные террасы и висячие карнизы моренных отложений автор наблюдал на склонах Кольского фьорда. Поверхность морены поднята над уровнем моря на высоту около 50 – 70 м, борта коренных гранитно-метаморфических пород отполированы и местами террасированы. Это, несомненно, следы двигавшегося по Кольскому фьорду ледника, а не ледникового стояния уровня моря или «постгляциального поднятия» этого гигантского щита. Высокое стояние уровня воды во всех фьордах арктического побережья сочетается с хорошей сохранностью эрозионных форм на Арктическом шельфе, практически свободном от новейших морских осадков. Подобные экзарационные террасы можно также наблюдать по бортам многих крупных высокогорных ледников (например, ледника Федченко).

Полузатопленность экзарационных гряд рельефа, меандрирование рек среди плоских равнин – характерный признак повышения базиса эрозии, признак затопления территории. Несмотря на высокий гористый рельеф, существование обширного Баренцево-Карского шельфа со свежими формами топографии, фьордов на побережье, значительных затопленных территорий Карелии, Кольского полуострова и Беломорья отражает процесс быстрого наступания океана на этот древний щит, в результате которого океан уже поглотил обширные пространства прилегающей с севера платформы еще в раннем голоцене.

Основанное на принципах изостазии мнение о том, что области с положительными аномалиями поля силы тяжести погружаются а с отрицательными – поднимаются, не соответствует фактическим данным. Еще Г. Джеффрис (1960) приводил многочисленные примеры обратных эффектов и несоответствия этой схемы наблюдаемым полям  $\Delta g$ . Достаточно привести пример Бразильского щита, испытывающего относительное вздымание, на котором никогда не было ледника.

## **§ 6. Гравитационное взаимодействие системы Земля – Луна**

Рассмотрим еще одно интересное явление, возникающее под действием взаимного притяжения планеты и обращающегося вокруг нее спутника. Внешним проявлением на Земле этого явления являются

приливы и отливы в океане, в ходе которых уровень воды дважды в сутки поднимается и опускается до своих максимальных отметок. Это объясняется притяжением Луны между двумя последовательными одноименными кульминациями ее на меридиане данного места и обусловлено тем, что Земля вращается вокруг своей оси быстрее, чем Луна совершает свой полный оборот вокруг Земли. Поэтому интервал времени между двумя смежными циклами приливных явлений составляет 24 часа 50 мин.

Поясним это на примере (рис. 23). Представим Луну в виде материальной точки, расположенной на расстоянии  $r$  от центра Земли. Радиус планеты положим равным единице, т. е.  $R = 1$ , и рассмотрим, какое притяжение испытывают точки на поверхности Земли (А) на том же меридиане на противоположной стороне (В) и в центре – в точке (О). Пусть эти точки имеют единичную массу. Положив массу Луны  $m$ , для каждой точки в соответствии с законом тяготения можно написать выражения:

Рис. 23. Приливное взаимодействие системы Земля – Луна

$$g_A = \frac{Gm}{(r-1)^2}; g_O = \frac{Gm}{r^2}; g_B = \frac{Gm}{(r+1)^2}. \quad (\text{IV.35})$$

Найдем разность ускорений силы тяжести материальных точек А и О:

$$g_A - g_O = Gm \left[ \frac{1}{(r-1)^2} - \frac{1}{r^2} \right] = Gm \frac{2r-1}{r^2(r-1)^2}.$$

Поскольку расстояние  $r$  и  $2r$  много больше единицы, то последними можно пренебречь. В итоге получим:

$$g_A - g_O = \delta g = \frac{2Gm}{r^3}. \quad (\text{IV.36})$$

Выражение (IV.36) характеризует приливообразующую силу внутри и на поверхности Земли, которая, как видим, обратно пропорциональна кубу расстояний между планетой и ее спутником.

Теперь вновь обратимся к рис. 23. Под действием силы  $\delta g$  точка А удаляется от точки О в направлении к Луне, образуя своеобразный горб на поверхности планеты – прилив. Но точка О в свою очередь также притягивается Луной на большую амплитуду, чем точка В, расположенная на обратной стороне Земли. Поэтому и на обратной стороне на поверхности планеты образуется приливное вздутие. Одновременно с двумя областями прилива, в точках квадратур, т. е. районах, отстоящих на  $90^\circ$  по меридиану от точек прилива, будет наблюдаться отлив. В ходе вращения Земли приливные волны дважды в сутки обходят ее поверхность. Высота прилива в океане не превышает 1 – 2 м. Однако, когда приливная волна подходит к шельфовому мелководью, она возрастает до нескольких метров. Волны прилива наблюдаются и в твердой коре и достигают 51 см при сложении поля тяготения Луны и Солнца. Приливное трение, возникающее при движении жидкой и в меньшей степени твердой волн, приводит к торможению осевого вращения Земли и ее спутника. По этой причине Луна уже давно прекратила свое вращение вокруг оси и постоянно обращена к планете одной стороной. Уменьшение скорости вращения Земли составляет 2 с за каждые 100 тыс. лет. За последние 450 млн. лет она уменьшилась с 21 часа 53 минут до 24 часов в настоящее время.

Поскольку масса Земли в 81 раз больше массы Луны, то величина приливного ускорения на поверхности спутника будет примерно в 20 раз больше, чем на Земле, и теоретическая высота твердого прилива может достигать нескольких метров.

В связи с этим возникает интересный вопрос о предельно допустимом расстоянии, на которое могут сблизиться спутник и планета в ходе своей эволюции. Для этого приравняем приливной потенциал Земли к ускорению свободного падения на поверхности Луны:

$$\frac{2GM}{r^3} = \frac{Gm}{r_0^3}.$$

После преобразований получим:

$$r = r_0^3 \sqrt[3]{2 \frac{M}{m}} = 1738 \sqrt[3]{\frac{2 \cdot 5,98 \cdot 10^{27}}{7,4 \cdot 10^{25}}} \approx 9400 \text{ км.} \quad (\text{IV.37})$$

Здесь  $m$ ,  $r_0$  – масса и радиус спутника;  $M$  – масса планеты;  $r$  – расстояние между планетой и спутником. Полученное выражение называется пределом Роша. Спутник, попавший внутрь предела Роша вследствие многокилометровой приливной волны, будет неизбежно разрушен и превращен в каменное кольцо вокруг планеты. Не менее катастрофичными станут последствия такого сближения и для планеты. Гигантский приливный горб высотой многие сотни метров, прокатившись многократно по мере сближения спутника по поверхности, перемелет в пыль горы и равнины, реки и моря планеты, а приливное трение раскалит поверхность разрушившихся пород. Резко затормозится скорость вращения планеты, что вызовет изменение ее фигуры и сопутствующие этому процессу землетрясения. Поверхность планеты претерпит катастрофические разрушения. В свете сказанного гипотеза об образовании Тихого океана путем отрыва Луны представляется просто наивной. При входе в зону Роша она была бы превращена в пыль, сквозь которую мы до сих пор не могли бы видеть солнечного света, не говоря уже о том, что в геологической истории Земли подобной катастрофы не запечатлено.

### *Приливы*

Луна, находясь в поле тяготения Земли (и обе планеты – в поле солнечного притяжения), оказывает воздействие на массу самой Земли. Вследствие больших размеров и массы Земли относительно ее спутника ( $r_{\text{л}}/r_{\text{з}} = 0,27$ ;  $m_{\text{л}}/m_{\text{з}} = 1,2 \cdot 10^{-2}$ ) различные точки Земли под влиянием поля тяготения Луны будут испытывать неодинаковые возмущения по отношению к центру массы. Величина этих возмущений зависит от положения тел. В зените ( $z = 0$ ) или в надире ( $z = 180^\circ$ ) притяжение максимальное:  $0,166 \text{ см/с}^2$  для Луны и  $0,061 \text{ см/с}^2$  – для Солнца; при положении тел в горизонте ( $z = 90^\circ$ ) притяжение тел минимальное:  $-0,083 \text{ см/с}^2$  для Луны и  $-0,003 \text{ см/с}^2$  для Солнца; нулевые значения достигаются при  $z = 54^\circ 44'$  и  $z = 125^\circ 16'$ . Величина статического прилива составляет для Луны от  $35,6$  до  $-17,8$  см, для Солнца – от  $16,4$  до  $-8,2$  см. Следовательно, размах амплитуды лунных приливов равен  $53,4$  см, солнечных –  $24,6$  см; суммарное влияние составляет  $78$  см (Мельхиор, 1975). Полученные значения теоретической высоты статического прилива верны для жидкой модели Земли. В абсолютно твердой земле никаких деформаций поверхности не происходило бы. Данные непосредственных наблюдений показывают, что высота реального

прилива составляет 65 %, или около 51 см от теоретического. Иными словами, земной шар отличается от жидкой модели и от абсолютно твердого тела. Это хорошо согласуется с предыдущими выводами относительно вязкости и жесткости.

В массовом отношении полученный гравитационный эффект равен  $\Delta g/g \approx 0,2/10^6$ , т.е. масса в 1 т ( $10^6$  г) изменяется в результате лунно-солнечного притяжения на 0,2 г. На первый взгляд это незначительная величина, однако если сравнить ее с массой всей Земли, перисферы или гидросферы, наиболее подверженных приливным возмущениям, то получаются внушительные цифры: изменение массы Земли составит  $11,948 \cdot 10^{20}$  г ( $M_z = 5,974 \cdot 10^{27}$  г), перисферы –  $10^{18}$  г ( $M_n = 9 \cdot 10^{25}$  г), гидросферы –  $3,3 \cdot 10^{17}$  г ( $M_o = 1,64 \cdot 10^{24}$  г). Если учесть, что эти гигантские массы смещаются в теле Земли регулярно, периодически, на протяжении многих миллионов лет, то становится более понятной роль гравитационного взаимодействия Земли, Луны и Солнца в эволюции протопланеты. Представление величины  $(1 - 3 \cos^2 z)$  приливного потенциала

$$W = \frac{Gma^2}{2r^3} (1 - 3 \cos^2 z) \quad (\text{IV.38})$$

в сферической системе координат позволяет разложить его на три лапласовы составляющие, которые получили название зональных, секториальных и тессеральных волн (рис. 24).

Рис. 24. Приливы на поверхности Земли:  
а – секториальные; б – тессеральные; в – зональные

Распределение секториальных волн прилива происходит в широтном направлении. Узловые линии, или фронт волны, имеют меридиональное простираие – от полюса до полюса. Максимальная амплитуда прилива достигается на экваторе в полосе шириной от  $10^\circ$  с.ш. до



10° ю.ш. с постепенным уменьшением к полюсам, где функция  $W$  принимает нулевое значение (рис. 25). Положительное значение  $W$ , соответствующее области прилива, функция принимает в зените и надире, отрицательное, соответствующее отливу, – в квадратурах. Доминирующая секториальная волна обозначается индексом  $M_2$ . Она имеет полусуточный период (12 ч 25 мин). Этот прилив вызывает внутреннее трение за счет волн, обрушивающихся на протяженную линию побережий Тихого, Атлантического и Индийского океанов, и ответственен за некоторую часть векового замедления скорости вращения Земли. Одновременно с волной  $M_2$  появляются еще две лунные волны –  $N_2$  и  $L_2$  с периодами, близкими к периоду доминирующей волны.

Тессеральный прилив имеет более сложный фронт: узловые линии располагаются по меридиану и экватору. При этом максимум волны достигается на широтах 45° с.ш. и 45° ю.ш. На экваторе и полюсах функция  $W = 0$ . Тессеральному приливу соответствуют главная фаза  $M_1$  и две близкие по периоду волны  $K_1$  и  $O_1$ . Их период равен звездным суткам. Несимметричность тессерального прилива относительно экватора и различная амплитуда его в северном и южном полушариях обуславливают прецессию и нутацию земной оси за счет изменения главного момента инерции Земли.

Зональный прилив (см. рис. 24) зависит только от широты. Его фронтом являются 35° с.ш. и 35°16′ ю.ш. Максимальная амплитуда достигается на полюсах. Поскольку склонение Луны изменяется с периодом 27,321 средних звездных суток, период зонального прилива составляет 14 суток. Зональный прилив определяет сжатие Земли. Перераспределение масс на полюсах и экваторе (прилив на полюсах ведет к образованию отлива на экваторе) приводит к изменению экваториального и полярного моментов инерции, что вызывает изменение главного момента инерции и периодические колебания скорости вращения Земли (Мельхиор, 1975).

Рис. 25. Изменение амплитуды вертикальной составляющей основных приливных волн в зависимости от широты (по Мельхиору, 1975):  $K_1, O_1, P_1$  – тессеральные суточные приливные волны;  $M_2, S_2, N_2$  – секториальные полусуточные волны

В результате вращения узлов лунной орбиты с периодом  $T_0 = 18,613$  года образуется дополнительная волна прилива, амплитуда которой сравнима с амплитудой месячного прилива. Сложение ее с главной волной зонального прилива приводит к настолько сильному перераспределению масс в теле Земли и перисфере, что это находит выражение в периодичности землетрясений и вулканизма Тихоокеанского подвижного пояса. В частности, прогноз 19-летних циклов составляет до 94 % для сильных землетрясений с магнитудой  $M \geq 7$  и глубиной очагов 0 – 600 км, а также для мощного вулканизма.

Кроме перечисленных волн имеются аналогичные им солнечные приливные волны несколько меньшей амплитуды, которые, складываясь с лунными, усиливают их.

Гармонический анализ только месячной серии приливных наблюдений позволяет выделить еще целый ряд волн. В частности, по разложению Дудсона получается 115 секториальных полусуточных, 158 тессеральных суточных, 99 зональных долгопериодных и 14 секториальных третьесуточных волн. Взаимодействие всех этих фаз приводит к сложнейшим взаимным перемещениям возмущающих масс вещества в теле Земли и на поверхности. При этом наибольшей амплитуды перемещения достигнут, очевидно, в разуплотненных зонах астеносферы и внешнего ядра. Это должно способствовать ускорению термогравитационной дифференциации и самих химических реакций. В периоды сизигий в результате сложений лунно-солнечного потенциала тяготения процессы станут резко усиливаться. Перемещение вещества будет происходить из зоны квадратур. Таким образом, земное вещество в разуплотненных зонах благодаря приливному взаимодействию на протяжении всей истории Земли находилось в постоянном и сложном движении.

Как следует из выражения для приливного потенциала (IV.38), где величина  $G \frac{ma^2}{2r^3}$  определяет амплитуду, а  $(1 - 3 \cos^2 z)$  – фазу, амплитуда возмущений уменьшается по мере удаления от поверхности Земли к ее центру, так как в числителе стоит квадрат земного радиуса, а в знаменателе – куб расстояния от спутника. Следовательно, приливное взаимодействие наибольшей амплитуды достигает в верхах перисферы Земли, а также в астеносфере и «жидком» ядре. Это и находит свое выражение в корреляции вулканизма и землетрясений с периодами лунно-суточных приливов.

### *Эволюция системы Земля – Луна*

Уменьшение скорости вращения Земли на 2 с за  $10^5$  лет устанавливается астрономическими измерениями. Это замедление не является флуктуирующим или случайным. Анализ эфемеридного времени, в частности, по солнечным затмениям шумерских, вавилонских, египетских и других наблюдений, выполненных более 2000 лет назад и имевших внутреннюю согласованность, дает ту же величину – 2 с за  $10^5$  лет (Мельхиор, 1975). Палеонтологические наблюдения ископаемых кораллов палеозойского возраста обнаруживают заметные различия в количестве суточных поясков по сравнению с современными кораллами. Один такой поясок соответствует световому дню, в течение которого он наращивается. По количеству поясков удается установить продолжительность года в различные геологические эпохи. Эти результаты приведены в табл. IV.1

*Таблица IV.1*

**Изменение продолжительности года и суток в фанерозе  
(по П. Мельхиору, 1975)**

Период	Время, млн. лет	Продолжительность	
		года, сут	суток, ч
Настоящее время	0	365,26	24,00
Меловой	72	370,33	23,67
Пермский	270	384,10	22,82
Каменноугольный	298	387,50	22,62
Девонский	380	398,75	21,98
Силурийский	440	407,10	21,53

Из табл. IV.1 видно, что, начиная с силура, т.е. за 440 млн. лет, продолжительность суток увеличилась на 2,47 ч и возрастание происходило линейно со средней скоростью, составляющей 1,9 с за  $10^5$  лет.

Таким образом, три независимых источника дают один порядок закономерного и прогрессивного уменьшения скорости вращения Земли вокруг своей оси. Линейный характер этого процесса на протяжении фанерозоя свидетельствует об его устойчивости и отсутствии каких-либо катаклизмов. Вследствие уменьшения скорости вращения Земли происходит обмен моментами количества движения с Луной. В результате уменьшалась скорость вращения Луны вокруг своей оси и одновременно возрастало расстояние между Землей и Луной. В итоге

этой эволюции в будущем можно ожидать прекращения вращения Земли вокруг своей оси и система Земля – Луна, достигнув минимума энергии, будет вращаться вокруг центра масс подобно гантели: планеты будут всегда обращены друг к другу одной стороной. В ходе приливного торможения при достижении равенства моментов орбитального удаления Луны и скорости вращения Земли спутник может начать обратное вращение вокруг своей оси. Например, из 13 спутников Юпитера 9 вращаются в прямом направлении, а 4 – в обратном. Системе, видимо, близкую к гантели, имеют Меркурий и Солнце, ибо, находясь ближе всех планет к светилу, Меркурий испытывает наиболее мощное гравитационное торможение вращения со стороны солнечных приливов.

Если в первом приближении предположить, что скорость приливного замедления вращения Земли сохранялась на протяжении всей ее геологической истории, то, экстраполируя ее на время  $4,5 \cdot 10^9$  лет, получим скорость вращения протопланеты, равную 1,77 ч. Современная скорость вращения Луны вокруг своей оси в 27 раз меньше скорости вращения Земли. Следовательно, можно предположить, что Луна в первый раз остановила свое вращение  $4,5 \cdot 10^9 / 27 = 1,66 \cdot 10^8$  лет назад. Ввиду малого момента инерции спутника относительно момента инерции Земли спутник после остановки должен был начать обратное вращение под влиянием поля тяготения Земли, продолжая при этом удаляться от нее.

Поскольку не вся энергия гравитационного взаимодействия расходуется на торможение (часть ее рассеивается на тепло), полученная цифра может быть несколько иной. Тем не менее период 170 млн. лет совпадает с циклами тектонической активности фанерозоя.

По расчетам П. Мельхиора (1975), замедление угловой скорости вращения Земли составляет около  $+4,8 \cdot 10^{-22} \text{ с}^{-2}$ , а замедление скорости удаления спутника, согласно третьему закону Кеплера, – 3,6 см/год. Энергия современных приливов равна  $8,1 \cdot 10^{19}$  Дж/год. Среднее современное расстояние спутника от Земли равно  $3,844 \cdot 10^{10}$  см. Если удаление шло также равномерно, как и замедление вращения, что, очевидно, взаимосвязано, то при скорости 3,6 см/год за  $4,5 \cdot 10^9$  лет имеем расстояние, равное  $1,62 \cdot 10^{10}$  см. Следовательно, сразу после образования планет спутник находился на расстоянии в 2,4 раза меньше современного. Однако этот расчет сделан без учета эволюции Мирового океана, дающего наибольший вклад в процесс замедления скорости вращения (приливное торможение).

Приливные силы разрушают спутник на расстоянии ближе 2,34 радиуса, т.е. 14908,14 км от Земли. Это так называемый предел Роша. Герстенкорн предположил, что 1400 – 1600 млн. лет назад Луна была захвачена Землей и находилась на расстоянии немного большем предела Роша (Ботт, 1974). Однако в докембрийской геологии это событие не нашло отражения, ибо оно соответствовало бы образованию катастрофических приливов как в теле Земли, так и ее спутника. Значит, есть основания предположить, что современная скорость приливного торможения не всегда была таковой, а на протяжении длительного времени имела много меньшее значение. Но, согласно полученным нами (Орлёнок, 1980, 1982) данным, крупные и глубокие океанские бассейны появились на Земле лишь в конце палеогена, т.е. 25 – 30 млн. лет назад. Существовавшие же на протяжении большей части докайнозойской истории небольшие мелководные бассейны типа современных шельфовых морей исключали возможность получения сильного приливного торможения.

С учетом сказанного оценим ближайшее расстояние, которое занимала Луна в прошлом по отношению к Земле. За 30 млн. лет Луна удалилась на расстояние  $3,6 \text{ см/год} \times 30 \cdot 10^6 \text{ лет} = 108 \cdot 10^6 \text{ см}$ , т.е. на 1080 км. В докайнозойскую эпоху вследствие слабого приливного торможения скорость удаления ее была по меньшей мере на порядок ниже современной  $0,36 \text{ см/год} \times 4,5 \cdot 10^9 \text{ лет} = 1,62 \cdot 10^9 \text{ см}$ , т.е. удаление составило 16200 км. Следовательно, Луна и Земля в момент своего образования находились всего на 17 – 20 тыс. км ближе, чем сейчас, что не могло существенно повлиять на величину тогдашних твердых и жидких приливов.

Таким образом, наибольшее приливное торможение Земля испытала в конце первой крупной фазы океанизации, т.е. в конце палеогена – начале неогена. Но при большей скорости вращения земной шар должен был иметь сжатие с полюсов и, следовательно, большее вздутие по экватору. Из наблюдений эволюции спутника Земли было установлено, что планета имеет избыток экваториального вздутия, равный 70 м. Этот избыток не соответствует современной скорости вращения. Он возник в доокеанскую эпоху (25 – 30 млн. лет назад) при большей, чем современная, скорости вращения планеты. Очевидно, Земля не находится в состоянии гидростатического равновесия. Подобное запаздывание в приобретении ею гидростатического равновесия при постепенном приливном уменьшении скорости вращения позволяет оценить вязкость нижней мантии в  $10^{25} \text{ Па}\cdot\text{с}$  (Ботт, 1974), а это исключает воз-

возможность существования конвекции в мантии и оболочке Земли, что подтверждается к тому же и их существенной вертикальной и горизонтальной неоднородностью. Следовательно, конвекционный механизм плитовой тектоники построен на широких допущениях и предположениях, в природе реально неизвестных.

Рассмотрим теперь эффект быстрого вращения протопланеты. Согласно выводам Пуанкаре, существует некоторый предел между угловой скоростью вращения планеты и ее массой, при переходе которого центробежные силы вращения превзойдут силы внутреннего притяжения и планета рассыплется. Это условие имеет вид:

$$\omega^2 < 2\pi G\rho_m, \quad (\text{IV.39})$$

где  $\rho_m$  – средняя плотность планеты.

Приведем оценку для Земли. Так как

$$g = G \frac{M}{a^2} = \frac{4}{3} \pi G \rho_0 a,$$

то, подставляя это значение в неравенство (IV.39) и предположив  $\omega = 2\pi/T$ , получим:

$$T > 2\pi \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{a\rho_0}{g\rho_m}}.$$

После подстановки численных значений  $a$ ,  $g$ ,  $\rho_0$ ,  $\rho_m$  находим:

$$T > \frac{2,7}{\sqrt{\rho_m}}. \quad (\text{IV.40})$$

Таким образом, в неравенство (IV.40) входит только средняя плотность планеты, т.е. размеры не играют роли. Для современной Земли  $T = 24$  ч,  $\rho_m = 5,52$  г/см<sup>3</sup>, следовательно,  $T = 24 > 1,15$  и условие Пуанкаре выполняется полностью и с большим запасом. Это значит, что современная Земля представляет собой консолидированное тело. Однако для периода вращения протопланеты имеем

$$T = 1,77 > \frac{2,7}{\sqrt{3,34}} = 1,475.$$

Одинаковый порядок сил тяготения и центробежной силы ранней Земли указывает на весьма слабое сцепление масс протоматерии, даже с поправкой на меньшую первоначальную среднюю плотность

( $\rho_m = 3,34 \text{ г/см}^3$ ). В этих условиях выполнение предположения Герстенкорна привело бы к краху планеты и спутника: сильный прилив вытянул бы протозвещество, что могло привести к их слиянию. Если бы Луна обладала такой же скоростью первоначального вращения, как и Земля, то неравенство Пуанкаре имело бы в этом случае вид:  $T = 1,77 > 1,15$ . Величины тоже предельные.

В итоге мы должны признать, что они позволяют оценить характер и направленность эволюции системы Земля – Луна. Все имеющиеся данные указывают на то, что первоначальная скорость вращения протопланет была больше современной, а их гравитационное взаимодействие заметно сильнее вследствие более близкого расположения их на орбите.

В этих условиях становятся понятными причины быстрого разогрева планет, образование термореакционных зон внутри Земли и раннее образование коры на Луне. Приливные перемещения частиц протозвещества планет способствовали быстрому выделению огромных количеств тепла и разогреву планет. Судя по тому количеству тепла, которое дают оставшиеся долгоживущие уран, торий, калий и другие элементы, нет основания ожидать, что этот разогрев мог иметь место только за счет распада короткоживущих изотопов (Орлёнок, 1980).

## **Глава V. ГРАВИТАЦИОННЫЕ АНОМАЛИИ РЕАЛЬНЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ТЕЛ**

### **§1. Физические основы интерпретации гравитационных аномалий**

Аномальное гравитационное поле отражает суммарное действие гравитирующих масс, расположенных на различных глубинах в земной коре и верхней мантии. Поэтому для однозначного решения вопроса о природе аномалий необходимо уметь разделять гравитационные поля на региональные, создаваемые глубоко залегающими массами, и локальные, вызванные местными геологическими неоднородностями разреза. В частности, для исключения высокочастотного локального фона пользуются различными методами пересчета аномального поля в верхнее полупространство, т.е. наблюдатель как бы удаляется от объекта возмущений. В результате таких операций мелкие неоднородности поля сглаживаются и остается низкочастотный региональный фон, обусловленный действием глубоко залегающих гравитирующих масс.

Другая задача интерпретации заключается в исключении регионального фона и выделения локальных аномалий, связанных с неглубоко залегающими массами. Методы решения этих задач разработаны довольно обстоятельно и в целом носят полуколичественный характер.

Несмотря на сложную структуру аномального гравиметрического поля, наблюдаемого как на суше, так и на море, отдельные участки кривой  $\Delta g$  могут быть использованы для определения параметров гравитирующей массы. Иногда, меняя форму и глубину залегания гравитирующей массы, рассчитывают создаваемую при этом аномалию. Сравнивая ее с наблюдаемой аномалией, методом подбора определяют основные параметры возмущающей массы в реальных условиях.

Нахождение гравитационного поля по известной форме, плотности и глубине залегания гравитирующей массы называется прямой задачей гравиразведки.

Нахождение параметров гравитирующей массы по характеру аномалии называется обратной задачей гравиразведки.

На практике чаще всего приходится решать обратную задачу. При этом наиболее удовлетворительное приближение удается достигнуть для тел простой геометрической формы.

Существование гравитационных аномалий в земной коре, под дном океана, равно как и на суше, обусловлено плотностными неоднородностями горных пород. Чем значительнее эти неоднородности, тем лучше они отражаются в аномальном гравитационном поле. Большое значение имеют также размеры и форма аномалиеобразующего тела.

Для оценки параметров геологических объектов и расчетов создаваемого ими аномального поля силы тяжести вводится, как уже говорилось, понятие избыточной плотности горных пород:

$$\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2. \quad (V.1)$$

Избыточной плотностью называется разность плотности вмещающих пород  $\rho_1$  и плотности аномалиеобразующего тела  $\rho_2$ . Знание плотности важно при геологическом истолковании гравитационных аномалий.

Сведения о плотностях горных пород получают различными способами: непосредственными измерениями в скважинах или по образцам, или косвенным путем по данным о сейсмических скоростях распространения волн в толщах пород, или аналитически по наблюдаемым гравитационным аномалиям.

Плотность горной породы определяется как отношение массы вещества  $m$  к ее объему  $V$ :



$$\rho = \frac{m}{V} \quad (V.2)$$

Она зависит от минералогического состава, пористости и влажности породы. Чем больше пористость, тем меньше плотность, и наоборот. Если поры заполнены водой, то плотность такой породы повышается. Различные геологические процессы оказывают существенное влияние на плотность пород. Например, в зонах тектонических разломов в результате дробления пород и замещения их более легкими породами может происходить разуплотнение первоначально более плотного субстрата. В случае внедрения интрузий основного или ультраосновного состава происходит замещение менее плотных пород более плотными. Увеличение плотности пород наблюдается в сводах антиклинальных складок в результате сжатия пород.

В целом плотность осадочных пород меньше, чем плотность магматических и метаморфических пород, и возрастает с увеличением основности пород. Ниже приведены плотности наиболее распространенных пород.

Таблица V.1

#### Плотности наиболее распространенных пород

Порода		Средняя плотность, г/см <sup>3</sup>
Глинистые сланцы	Метаморфические	2,3
Серпентиниты		2,6
Граниты	Кислые	2,7
Диабазы, габбро	Основные	2,9
Базальты		3,0
Дуниты	Ультраосновные	3,2
Глины	Осадочные	2,0
Песчаники		2,3
Известняки		2,5
Морская вода	–	1,03

В реальных средах наблюдаются довольно значительные отклонения плотности от указанных средних значений в ту или иную сторону.

Сопоставление плотности с другими физическими свойствами горных пород обнаруживает в ряде случаев определенные статистические связи. Так, отмечается параболическая зависимость скорости распространения продольных сейсмических волн от плотности. С увеличением

ем скорости плотность закономерно возрастает. Это позволяет проводить оценку плотностных характеристик геологического разреза по материалам сейсмических исследований. Выше приводились данные об увеличении плотности пород по мере повышения их основности. В этом же направлении происходит и увеличение магнитной восприимчивости пород, хотя более определенной статистической закономерности здесь определить не удастся.

Плотность горных пород дна океана в большинстве случаев удастся определить на образцах, драгированных лишь с поверхности дна. Начавшееся в 1969 г. глубоководное бурение с «Гломар Челленджер» позволило проводить непосредственные определения плотности осадочных и базальтовых пород на глубину до 1 км под поверхность дна океана.

Измерения плотности на образцах производятся либо путем гидростатического взвешивания, либо с помощью специального прибора – денситометра. В первом случае значение плотности непористых образцов определяется по формуле

$$\rho = \frac{P_1}{P_1 - P_2}, \quad (\text{V.3})$$

где  $P_1$  и  $P_2$  – вес образца соответственно в воздухе и в воде. При измерениях на денситометре значение плотности  $\rho$  отсчитывается по шкале прибора, отградуированной в г/см<sup>3</sup>.

## §2. Гравитационное поле точечной массы и шара

Нахождение аномалий силы тяжести, создаваемых телами известной формы, составляет прямую задачу гравиметрии. В основе аналитического способа решения прямой задачи лежит известный закон всемирного тяготения Ньютона, согласно которому притяжение единичной массы (весом 1 г) элементарной массой равно

$$F = G \frac{dm}{r^2}. \quad (\text{V.4})$$

Положим, что точка с массой  $dm$  находится на расстоянии  $r$  от пункта наблюдения и на глубине  $h$  от поверхности Земли (рис. 26). Потенциал точки будет

$$V = G \frac{m}{r}, \quad (\text{V.5})$$

где  $r = (x^2 + h^2)^{1/2}$ , т.е.

$$V = G \frac{m}{(x^2 + h^2)^{1/2}}. \quad (\text{V.6})$$

Из определения силы тяжести (см. гл. 4, §3) ее вертикальная и горизонтальная составляющие определяются как первая и вторая производные по  $h$  и  $x$ :

$$\Delta g = V_z = -\frac{\partial V}{\partial h}; \quad (\text{V.7})$$

$$V_{xz} = -\frac{\partial V_z}{\partial x}. \quad (\text{V.8})$$

$$\Delta g = \frac{Gmh}{(x^2 + h^2)^{3/2}}; \quad (\text{V.9})$$

Рис. 26. К расчету поля силы тяжести точечной массы

$$V_{xz} = \frac{3Gmhx}{(x^2 + h^2)^{5/2}}. \quad (\text{V.10})$$

Максимальное и минимальное значение  $\Delta g$  принимает при  $x = 0$  и  $x = \pm\infty$ :

$$\Delta g_{\max} \Big|_{x=0} = \frac{Gm}{h^2}. \quad (\text{V.11})$$

$$V_{xz} \Big|_{x=0} = 0. \quad (\text{V.12})$$

Графики функций  $\Delta g$  и  $V_{xz}$  приведены на рис. 26.

*Притяжение шара.* Многие геологические тела в земной коре могут быть аппроксимированы шаром (купола, дайки, подводные холмы и т.д.). Предположим, что шар массой  $M$  залегает на глубине  $h$  и на расстоянии  $r$  от точки наблюдения, расположенной на поверхности земли (рис. 27). Будем считать шар однородным по плотности. Поместим его под центром системы координат  $xoz$  ( $y = 0$ ). Притяжение шара эквивалентно притяжению точки, помещенной в центр шара. Поэтому можно воспользоваться формулой, полученной для элементарной массы (V.9):

$$\Delta g = \frac{Gmh}{(x^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (\text{V.13})$$

Аналогично имеем для второй производной потенциала силы тяжести  $V_{xz}$ :

$$V_{xz} = \frac{3Gmhx}{(x^2 + h^2)^{5/2}}. \quad (\text{V.14})$$

В плане гравитирующим массам, имеющим форму, близкую к шару, соответствуют изометрические аномалии, максимум которых располагается над центром тяжести шара (рис. 27).

Таким образом, над центром шара вертикальная составляющая силы тяжести  $\Delta g$  имеет максимум, горизонтальная составляющая  $V_{xz}$  – минимум. С удалением от шара кривые  $\Delta g$  и  $V_{xz}$  асимметрически приближаются к оси  $x$  (рис.27).

### §3. Гравитационное поле вертикального стержня

Некоторые небольшие по диаметру и уходящие на большую глубину интрузии могут быть аппроксимированы вертикальным стержнем или цилиндром (рис.28).

Массу стержня можно представить в виде суммы элементарных масс, распределенных по всей длине стержня. Полагая  $dm = \lambda dh$ , где  $\lambda$  – линейная плотность

Рис. 27. К расчету поля силы тяжести шара

центром шара вертикальная составляющая силы тяжести  $\Delta g$  имеет максимум, горизонтальная составляющая  $V_{xz}$  – минимум. С удалением от шара кривые  $\Delta g$  и  $V_{xz}$  асимметрически приближаются к оси  $x$  (рис.27).

Рис. 28. К расчету поля силы тяжести вертикального стержня

стержня, получим:

$$M = \lambda \int_{h_1}^{h_2} dh. \quad (\text{V.15})$$

Потенциал стержня можно представить в виде потенциала точечной массы:

$$V = \frac{Gdm}{r} = \frac{Gdm}{(x^2 + h^2)^{1/2}}.$$

Найдем вертикальную составляющую силы тяжести  $\Delta g$  элементарной массы стержня  $dm$ .

$$\Delta g = V_z = -\frac{\partial V}{\partial h} = \frac{Gdmh}{(x^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (\text{V.16})$$

Для нахождения поля силы тяжести, созданного всей массой стержня, полученное выражение (V.16) проинтегрируем в пределах от  $h_1$  до  $h_2$ :

$$\begin{aligned} \Delta g &= Gm \int_{h_1}^{h_2} \frac{hdh}{(x^2 + h^2)^{3/2}} = Gm \int_{h_1}^{h_2} \frac{\frac{1}{2} d(x^2 + h^2)}{(x^2 + h^2)^{3/2}} = \\ &= \frac{Gm}{2} \int_{h_1}^{h_2} (x^2 + h^2)^{-3/2} d(x^2 + h^2) = \\ &= \frac{Gm}{2} \frac{(x^2 + h^2)^{-1/2}}{\frac{1}{2}} \Bigg|_{h_1}^{h_2} = Gm \left( \frac{1}{\sqrt{x^2 + h_1^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + h_2^2}} \right). \end{aligned} \quad (\text{V.17})$$

Для стержня бесконечной длины ( $h_2 \rightarrow \infty$ ):

$$\Delta g = Gm \frac{1}{\sqrt{x^2 + h_1^2}}. \quad (\text{V.18})$$

Дифференцируя (V.18) по  $x$ , найдем  $V_{xz}$ :

$$V_{xz} = -\frac{Gmx}{(x^2 + h^2)^{5/2}}. \quad (\text{V.19})$$

При  $x = 0$

$$\Delta g = \frac{Gm}{h}, V_{xz} = 0. \quad (\text{V.20})$$

Графики  $\Delta g$  и  $V_{zx}$  показаны на рис. 28. Сравнивая их с аналогичными графиками для шара, нетрудно убедиться в сходстве полей  $\Delta g$  и  $V_{zx}$  для шара и вертикального стержня. В плане поле стержня также имеет вид концентрических окружностей более или менее правильной формы, сходящихся над вертикальной осью стержня (рис. 28).

#### **§4. Гравитационное поле горизонтальной полуплоскости**

Вертикальный уступ в реальных геологических условиях соответствует вертикальному сбросу, выклиниванию горизонтальных пластов различной плотности, границе крупного интрузивного образования на контакте с осадочными породами и т.п. (рис. 29). Предположим, что пласт пород с плотностью  $\rho > \rho_0$  простирается бесконечно вправо от нуля и по оси  $z$  – в глубину. Профиль  $x$  расположен вкrest простирания уступа. Притяжение такого уступа определяется по формуле:

Рис. 29. К расчету поля силы тяжести горизонтальной полуплоскости

$$\begin{aligned} V_z = \Delta g &= 2G(\rho - \rho_0) \iint \frac{z}{r^2} dx dz = 2G\Delta\rho h \int_0^\infty \frac{dx}{h^2 + x^2} = \\ &= 2G\Delta\rho \cdot \arctg \frac{x}{h} \Big|_0^\infty = 2G\Delta\rho \left( \frac{\pi}{2} + \arctg \frac{x_i}{h} \right); \text{ (пусть } x = x + x_i \text{)} \end{aligned} \quad (\text{V.21})$$

$$V_{xz} = 4G\Delta\rho h \int_0^{\infty} \frac{xdx}{(x^2 + h^2)^2} = -2G\Delta\rho \frac{h}{x^2 + h^2} \Big|_0^{\infty} = 2G\Delta\rho \frac{h}{x_i^2 + h^2}. \quad (\text{V.22})$$

При  $x = 0$  получаем значения  $\Delta g$  в точке перегиба:

$$\Delta g \Big|_{x=0} = \Delta\rho G\pi, V_{xz} = \frac{2G\Delta\rho}{h}. \quad (\text{V.23})$$

Ход кривых  $\Delta g$  и  $V_{zx}$  показан на рис. 29. В плане аномальное поле  $\Delta g$  имеет резко выраженный градиентный характер в зоне ступени и более спокойный по обе стороны от нее (рис. 29).

В случае ступени ограниченного пространства (рис. 29) формула для  $\Delta g$  и  $V_{zx}$  над уступом имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Delta g &= G\Delta\rho[\pi(h_2 - h_1)] + 2h_2 \operatorname{arctg} \frac{x}{h_2} - 2h_1 \operatorname{arctg} \frac{x}{h_1} + x \ln \frac{x^2 + h_2^2}{x^2 + h_1^2}; \\ V_{xz} &= G\Delta\rho \ln \frac{x^2 + h_2^2}{x^2 + h_1^2}. \end{aligned} \quad (\text{V.24})$$

При  $x = 0$  и  $x = +\infty$

$$\Delta g \Big|_{x=0} = G\Delta\rho\pi(h_2 - h_1); \quad \Delta g \Big|_{x=+\infty} = 2G\Delta\rho\pi(h_2 - h_1); \quad (\text{V.25})$$

$$V_{xz} \Big|_{x=0} = 2G\Delta\rho \ln \frac{h_2}{h_1}. \quad (\text{V.26})$$

$$\Delta g \Big|_{x=-\infty} = 0.$$

## § 5. Гравитационное поле плоского слоя

Рассмотрим очень важную задачу притяжения, создаваемого плоским слоем в точке А, расположенной на некоторой высоте  $z$  над ним (рис. 30). Пусть плотность слоя  $\rho = \text{const}$ . Вырежем в нем диск радиусом  $r$  и толщиной  $\Delta z$ . Найдем потенциал элемента

Рис. 30. К расчету поля силы тяжести плоского слоя

массы  $dm$  этого диска  $V_A$  и притяжения  $\Delta g$ , которое он создает в точке  $A$ :

$$V_A = \frac{Gm}{R}; \quad R = (z^2 + r^2)^{1/2};$$

$$\Delta g_A = -\frac{\partial V}{\partial h} = \frac{Gdmz}{(z^2 + r^2)^{3/2}}, \quad (\text{V.27})$$

где  $dm = \rho r d\varphi dr dz$ , т.е.

$$\Delta g_A = \frac{\rho G r z d\varphi dr dz}{(z^2 + r^2)^{3/2}}. \quad (\text{V.28})$$

Для определения притяжения всей массой диска нужно полученное выражение для элемента массы  $dm$  (V.28) проинтегрировать по всему объему диска:

$$\Delta g_{\text{слоя}} = G\rho \int_0^{2\pi} \int_0^a \int_{z_1}^{z_2} \frac{z r d\varphi dr dz}{(z^2 + r^2)^{3/2}}. \quad (\text{V.29})$$

Возьмем интегралы по отдельности:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi = \varphi \Big|_0^{2\pi} = 2\pi;$$

$$\int_0^a \frac{z r dr}{(r^2 + z^2)^{3/2}} = \frac{z}{(a^2 + z^2)^{1/2}} - 1;$$

$$\int_{z_1}^{z_2} \left( \frac{z}{\sqrt{z^2 + a^2}} - 1 \right) dz = \sqrt{z_2^2 + a^2} - \sqrt{z_1^2 + a^2} - z_2 + z_1.$$

Отсюда  $\Delta g_{\text{слоя}}$  будет равно:

$$\Delta g_{\text{слоя}} = 2\pi G\rho \left( \sqrt{z_2^2 + a^2} - \sqrt{z_1^2 + a^2} - z_2 + z_1 \right). \quad (\text{V.30})$$

Представим

$$\sqrt{z^2 + a^2} = a \sqrt{1 + \frac{z^2}{a^2}} \approx a \left( 1 + \frac{z^2}{2a^2} \right). \quad (\text{V.31})$$

Подставим (V.31) в (V.30):



$$\begin{aligned}\Delta g_{\text{пл}} &= 2\pi G\rho \left( a + \frac{a z_2^2}{2 a^2} - a - \frac{a z_1^2}{2 a^2} + z_1 - z_2 \right) = \\ &= 2\pi G\rho \left( z_1 - z_2 + \frac{z_2^2 - z_1^2}{2a} \right).\end{aligned}\quad (\text{V.32})$$

Проанализируем полученное выражение.

1) Если слой имеет бесконечно большие размеры в сравнении с расстоянием  $z$  до точки А, то  $\frac{z}{a} \approx \frac{(z_2^2 - z_1^2)}{2a}$ , тогда

$$\Delta g = 2\pi G\rho(z_1 - z_2) = \text{const}, \quad (\text{V.33})$$

где  $z_1 - z_2 = \Delta z$  – толщина слоя.

2) Если точка А лежит на слое, т.е.  $z_1 = 0$ ,  $z_2 = H$ , тогда

$$\Delta g = 2\pi G\rho(\sqrt{H^2 + a^2} - H - 0),$$

или

$$\Delta g = 2\pi G\rho H \left( 1 - \frac{H}{2a} \right) = 2\pi G\rho H = 0,0419 \rho H. \quad (\text{V.34})$$

Это уже известная нам редукция Буге. Следовательно, притяжение плоского слоя не зависит от высоты наблюдения  $z$ , а зависит от толщины слоя  $H$ .

## § 6. Обратные задачи гравиметрии

Используя полученные в предыдущих параграфах уравнения, рассмотрим обратные задачи гравиметрии, т.е. найдем выражения для определения параметров и глубины залегания гравитирующих масс, сосредоточенных в телах простой геометрической формы.

**Определение параметров и глубины залегания вертикального стержня.** Изометрические аномалии (см. рис. 28, с. 126) можно аппроксимировать полем вертикального стержня или кругового цилиндра бесконечного простираения. Притяжение вертикального стержня с линейной массой  $\lambda$ , рассредоточенной по всей его длине, определяется выражением:

$$\Delta g = \frac{G\lambda}{(x^2 + h_1^2)^{1/2}}. \quad (\text{V.35})$$

При  $x = 0$  найдем максимальное значение  $\Delta g_{\max}$

$$\Delta g_{\max} = \frac{G\lambda}{h_1}.$$

Определим координату  $x_{1/2}$ , в которой  $\Delta g$  равно половине

$$\Delta g_{\max} \left( \frac{1}{2} \Delta g_{\max} \right):$$

$$\frac{G\lambda}{(x_{1/2}^2 + h_1^2)^{1/2}} = \frac{G\lambda}{2h_1}.$$

Откуда

$$2h_1 = \sqrt{x_{1/2}^2 + h_1^2}$$

или

$$x_{1/2} = h_1 \sqrt{3}. \quad (\text{V.36})$$

Глубина залегания верхней кромки  $h_1$  и масса тела  $\lambda$  могут быть найдены из следующих простых выражений:

$$h_1 = \frac{x_{1/2}}{\sqrt{3}}; \quad \lambda = \frac{x_{1/2} \Delta g_{\max}}{G\sqrt{3}}. \quad (\text{V.37})$$

**Определение параметров залегания шара.** Изометрические аномалии одного знака, замыкающие несколько большую площадь по сравнению с аномалиями от стержня (см. рис. 27, с. 126). можно аппроксимировать полем шара:

$$\Delta g = GM \frac{h}{(x^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (\text{V.38})$$

При  $x = 0$

$$\Delta g_{\max} = \frac{GM}{h^2}.$$

Найдем абсциссу  $x_{1/2}$ , где  $\Delta g = \frac{1}{2} \Delta g_{\max}$ :

$$GM \frac{h}{\left(x_{1/2}^2 + h^2\right)^{3/2}} = \frac{1}{2} \frac{GM}{h^2},$$

откуда

$$\begin{aligned} x_{1/2} &= 0,766h; \\ h &= 1,31x_{1/2}. \end{aligned} \tag{V.39}$$

Масса шара определяется из выражения:

$$M = \frac{\Delta g_{\max} h^2}{G}. \tag{V.40}$$

Если известна избыточная плотность  $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_0$ , можно определить массу и радиус шара  $a$ .

$$M = \frac{4}{3} \pi a^3 \Delta \rho, \quad a = \sqrt[3]{\frac{3}{4} \frac{M}{\pi \Delta \rho}}. \tag{V.41}$$

**Определение элементов залегания горизонтальной полуплоскости.** Поле  $\Delta g$ , характерное для уступа, показано на рис. 29. Притяжение уступа определяется выражением:

$$\Delta g = 2G\rho \left( \frac{\pi}{2} + \arctg \frac{x}{h} \right), \tag{V.42}$$

где  $\rho$  – поверхностная плотность.

При  $x = 0$  найдем значения  $\Delta g_{\text{пер}}$  в точке перегиба:

$$\Delta g_{\text{пер}} = \rho G \pi, \tag{V.43}$$

откуда

$$\rho = \frac{\Delta g_{\text{пер}}}{G \pi}.$$

Найдем координату  $x_{1/2}$ , где  $\Delta g = \frac{1}{2} \Delta g_{\text{пер}}$ ,

$$2G\rho \left( \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{x_{1/2}}{h} \right) = \frac{1}{2} \rho G \pi,$$

откуда

$$\operatorname{arctg} \frac{x_{1/2}}{h} = \frac{\pi}{4}. \quad (\text{V.44})$$

В случае уступа ограниченного простираения на глубину (рис. 29) при  $x = 0$

$$\Delta g = G\rho\pi(h_2 - h_1), \quad (\text{V.45})$$

откуда

$$h_2 - h_1 = \frac{\Delta g}{G\rho\pi}. \quad (\text{V.46})$$

При известной  $h_1$  по формуле (V.46) можно определить нижнюю кромку уступа  $h_2$ , или, зная  $\rho$ , можно определить амплитуду  $h_2 - h_1$ .

**Определение глубины залегания границы раздела плотности (контактной поверхности).** Неглубокое расположение границы

Моховорвичича в океанах и известные средние значения плотности

океанической коры и верхней мантии (рис. 31) позволяют при региональных исследованиях оценить глубину залегания границы М по следующей формуле притяжения бесконечного плоско-параллельного слоя:

Рис. 31. Определение глубины залегания контактной поверхности (фундамента)

$$\Delta g - \Delta g_0 = 2\pi G(\rho_2 - \rho_1)(h_1 - h_0).$$

Откуда, зная глубину  $h_0$  (например, по сейсмическим данным), можно определить  $h_1$  в любой другой точке профиля  $\Delta g$ :

$$h_1 = h_0 + \frac{\Delta g - \Delta g_0}{2\pi G(\rho_2 - \rho_1)}. \quad (\text{V.47})$$

Рассмотренные выше приемы интерпретации гравитационных аномалий основаны на отыскании аналитической зависимости поля от координат и параметров возмущающих тел. Эти методы получили название методов характерных точек. Простота метода характерных точек делает его привлекательным для обработки массового материала. Однако он применим лишь для узкого класса тел правильной геометрической формы. Использование отдельных экстремальных точек, а не всей кривой  $\Delta g$  ведет к потере значительной части информации, заключенной в полученных аномалиях  $\Delta g$ . Поэтому применяемые другие методы интерпретации поля  $\Delta g$  особенно эффективны для тел произвольной геометрической формы.

## **Глава VI. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ**

Изучение магнитного поля Земли дает качественно новую информацию о глубинном состоянии вещества ее недр, которая не может быть получена традиционными методами сейсмологии и изучения динамики планет. В настоящей главе мы рассмотрим основы теории геомагнитного поля и возможности ее приложения к интересующей нас проблеме строения и эволюции перисферы Земли.

### **§1. Генерация геомагнитного поля**

Современные воззрения на природу геомагнитного поля базируются на гипотезе Лармора, согласно которой процесс генерации геомагнитного поля аналогичен действию гидромагнитного динамо.

Рассмотрим существо этой гипотезы.

Если бы магнитное поле Земли было постоянным, например, вызвано намагниченностью земной коры или верхней мантии, то вследствие процессов размагничивания с течением времени следовало бы ожидать существенного уменьшения величины магнитного момента, а вместе с ним и напряженности геомагнитного поля. Однако изучение естественной остаточной намагниченности горных пород показало, что начиная с силура (около 400 млн. лет назад) дипольный момент не убывал, а непрерывно возрастал. Следовательно, для поддержания напряженности геомагнитного поля в недрах Земли должен действовать

механизм постоянной генерации поля. Преобладание дипольного поля и его осевой характер, а также западный дрейф с исключительно большой для геологических процессов скоростью ( $0,2^\circ$ , или 20 км/год) свидетельствуют о связи геомагнитного поля с вращением Земли. Данные Рикитаки о периодах и величине вековых вариаций, а также расчетные глубины источников дипольной и недипольной составляющих указывают на то, что механизм генерации располагается во внешнем «жидком» ядре. Как было показано выше, отсутствие жесткой связи между твердым субъядром и нижней мантией при вращении должно приводить к «проворачиванию» твердой оболочки относительно субъядра. Это в свою очередь должно найти отражение в изменении продолжительности суток. Непосредственные измерения подтвердили такое изменение в длительности суток, которое имеет порядок 1 мкс за 10 лет. Прямая зависимость напряженности поля от скорости вращения Земли – доказательство взаимосвязанности этих явлений. Следовательно, внешние оболочки в настоящее время вращаются медленнее внутреннего ядра, скорость которого оценивается в 10 – 4 м/с. Отмеченная флуктуация годовой скорости вращения не связана с приливным трением, прогрессивно увеличивающим длительность суток на 2 с в течение каждых  $10^5$  лет (Мельхиор, 1975), а накладывается обертонами на этот общий процесс.

Следствием физико-химических преобразований протопланетного вещества в первой реакционной зоне является фракционное разделение продуктов реакции (подъем примесного легкого кремния и дегазация гелия и водорода с опусканием тяжелого FeNiS) с образованием термогравитационной конвекции, усиленной кориолисовыми силами ( $2\omega v$ ) вращения Земли. В результате возникает вязкое течение жидкости между двумя сферами, вращающимися вокруг общей оси. Предполагается, что вследствие малой вязкости «жидкость» внешнего ядра несжимаема, а оболочка вращается с меньшей угловой скоростью по отношению к твердому субъядру.

Характер течения вязкой жидкости между границами увлекающих ее сфер будет зависеть от толщины слоя  $R - R_0 = \Delta R$ , плотности жидкости  $\rho$ , коэффициента кинематической вязкости  $\nu$  и средней линейной скорости потока  $v$ , что определяется безразмерной комбинацией  $Re$ , называемой числом Рейнольдса:

$$Re = \frac{v\Delta R}{\nu}, \quad (\text{VI.1})$$

где кинематическая вязкость жидкости определяется выражением  $\nu = \eta/\rho$ , а линейная скорость –  $v = \omega k$ . Из гидродинамики известно, что при  $Re < 2500$  образуется ламинарный поток, а при  $Re > 2500$  – турбулентный. При определенных условиях ламинарное течение может образоваться и при более высоких значениях  $Re$ , однако структура такого потока не будет устойчивой.

Для жидкого ядра получены следующие приблизительные оценки параметров (Мельхиор, 1975):  $\nu = 10^6$  см<sup>2</sup>/с,  $R = 3,47 \cdot 10^8$  см,  $\omega = 7 \cdot 10^{-5}$  рад/с,  $R_0 = 1,210 \cdot 10^8$  см,  $v = 10^{-1}$  см/с,  $\rho = 10$  г/см<sup>3</sup>. Подставив эти значения в формулу (VI.1), получим  $Re = 22,16$ , т. е. течение в жидком ядре устойчиво ламинарное, если только  $\nu$  не имеет величину значительно меньшую, чем  $10^6$  см<sup>2</sup>/с. Физически ламинарность течения жидкости внешнего ядра обусловлена прежде всего малой угловой скоростью проворачивания внешней сферы относительно внутреннего ядра и большой вязкостью жидкости. Эта скорость соизмерима со скоростью западного дрейфа недипольной составляющей геомагнитного поля. Однако чисто ламинарное движение жидкости приводит к осесимметричному распределению скоростей с формой движения в виде цилиндрических вихрей, оси которых параллельны оси вращения Земли (рис. 32). Уравнение такого движения имеет вид (Мельхиор, 1975):

Рис. 32. Движение проводящей жидкости в «жидком» ядре вращающейся Земли

$$2\omega v = -\frac{1}{\rho} \nabla P + g, \quad (\text{VI.2})$$

где  $2\omega v$  – сила Кориолиса,  $\nabla P$  – градиент давления;  $g$  – сила, действующая на фракционное разделение жидкости;

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial z} \right). \quad (\text{VI.3})$$

Осесимметричное движение проводящей жидкости не может создавать и поддерживать магнитное поле. Поэтому для обеспечения механизма

генерации Малкус указал на прецессию оси вращения Земли как на возможный механизм несимметричной конвекции во внешнем ядре и, следовательно, движущую силу магнитного динамо (Долгинов, 1974). Прецессия земной оси вызвана действием гравитационных полей Луны и Солнца, полный ее размах составляет большую величину –  $23^{\circ}27'$  и скорость  $\lambda = 7,7 \cdot 10^{-12} \text{ с}^{-1}$ . Эта скорость, дающая дополнительную силу инерции  $F$ , называемую силой Пуанкаре, вызывает различные крутящие моменты в ядре и мантии, что и способствует возникновению несимметричной конвекции в жидком ядре. Период прецессии равен 25800 лет. Этого оказывается достаточно для генерации магнитного поля и подтверждается сравнительным феноменологическим анализом магнетизма других планет Солнечной системы. Как показал Альвен, магнитные линии в проводящей жидкости как бы «вморожены» в эту жидкость и перемещаются вместе с ней. Но согласно закону индукции Фарадея, ЭДС по любому замкнутому контуру пропорциональна скорости изменения магнитного потока, пронизывающего этот контур. Следовательно, величина индуцируемого магнитного поля будет связана со скоростью вращения оболочки относительно ядра и соответственно вязкого движения между ними. В качестве магнитного поля, необходимого для запуска гидромагнитного динамо, предполагается межпланетное магнитное поле ( $H_n$ ). В соответствии с этим в уравнение движения жидкости (VI.2) необходимо добавить электромагнитные силы – силу тока  $i$  и напряженность магнитного поля  $B$ , а также внешнюю силу Пуанкаре  $F$  плюс другие неизвестные нам силы:

$$2\rho(\bar{\omega}\bar{v}) = -\text{grad } P + \bar{g} + (\bar{i} + \bar{B}) + \bar{F}. \quad (\text{VI.4})$$

Это основное уравнение магнитной гидродинамики характеризует образование магнитного поля Земли во внешнем ядре. Решение его представляет значительные математические трудности и возможно лишь при определенных упрощениях. В целом оно выражает равновесие между силами Кориолиса  $2\rho(\omega v)$ , градиентом давления ( $\text{grad}P$ ), полем силы тяжести ( $g$ ), электромагнитными силами ( $i+B$ ) и внешними силами ( $F$ ), поддерживающими непрерывное возбуждение магнитного поля.

В случае стационарного процесса, т. е. при отсутствии внешних источников и  $v = 0$ , по данным Эльзассера, магнитное поле распадается в течение примерно  $15 \cdot 10^3$  лет, так как уравнение (VI.4) обращается в обычное уравнение диффузии ( $\tau = \mu\sigma L^2$ , для земного ядра  $L = 10^6$  м,



$\sigma = 3 \cdot 10^5 \text{ (ом}\cdot\text{м)}^{-1}$ ,  $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ г/м}$ , т.е.  $\tau \approx 10^4$  лет. Вследствие вращения вытянутые вдоль меридиана магнитные силовые линии будут вытягиваться и накручиваться в широтном направлении. Таким образом, из полоидального поля  $H_p$  образуется тороидальное поле  $H_T$  (рис. 32). Полоидальное поле создает дипольную составляющую геомагнитного поля. Непрерывная закрутка тороидального поля ведет к уплотнению магнитных силовых линий и, следовательно, усилению дипольного поля. В дальнейшем поднимающийся конвекционный вихрь распадается. Распад происходит в приполярных областях ядра (рис. 32).

Такова в общем основа идеи гидромагнитного динамо Земли, являющегося, судя по намагниченности докембрийских пород, в среднем стационарным процессом. В зависимости от величины поля и скорости углового вращения Земли модель динамо может осуществлять колебания со случайными обращениями знака поля.

Из вышесказанного можно заключить, что механизм гидромагнитного динамо возможен в условиях Земли лишь при наличии конвекции в ядре. Следовательно, в ходе эволюции Земли был период продолжительностью  $5 \cdot 10^8 - 1 \cdot 10^9$  лет, когда первой реакционной зоны не существовало, а значит, не было и магнитного поля. Это соответствует протопланетной стадии развития Земли, имевшей место примерно 4 млрд. лет назад.

Рост толщины зоны внешнего ядра, несомненно, сопровождался усилением конвекции и размеров ее ячеек, что должно было увеличивать напряженность дипольного поля. В дальнейшем с увеличением массы твердого субъядра и расходом материала протовещества оболочки толщина реакционной зоны станет уменьшаться и соответственно будут уменьшаться конвекция, а с ней и напряженность геомагнитного поля.

Идея гидромагнитного динамо находит подтверждение при исследованиях магнитных полей Меркурия, Марса, Венеры и Луны. По данным космических исследований, размеры магнитоактивных зон у Меркурия и Марса в настоящее время не превышают 200 – 500 км, у Юпитера в 1600 раз превосходят объем жидкого ядра Земли (для сравнения: у Земли – порядка 2000 км). Луна не имеет жидкого ядра и собственного поля (Долгинов, 1974).

Современная полярность магнитных полей Марса и Юпитера обратна полярности магнитного поля Земли и Меркурия, хотя все эти планеты имеют прямое вращение. Эти факты, и особенно последний, служат доказательством того, что знак поля не связан с направлением вращения, а обусловлен неустойчивостью самого механизма динамо.

## §2. Инверсии геомагнитного поля

Объяснение инверсий геомагнитного поля самопроизвольным обращением практически не оставляет места для экспериментальной проверки такого механизма. Поэтому дальнейшее развитие гипотезы сильно затянулось.

Заманчиво в рамках гипотезы гидромагнитного динамо попытаться найти другой механизм, объясняющий перемену знака поля, который согласовывался бы с данными палеомагнитных измерений. В этой связи мы рассмотрели модель, в которой инверсии объясняются вязким торможением вращающегося с различной угловой скоростью внутреннего ядра ( $\omega_1$ ) относительно оболочки  $\omega_2$  (рис. 33). При этом влиянием электромагнитного и топографического сцепления ядра и оболочки будем пренебрегать ввиду их несомненно меньшей роли по сравнению с механически-вязким сцеплением. Дело в том, что для поддержания динамо-процесса во внешнем ядре требуется энергии, по единодушным оценкам исследователей, около  $10^{12}$  Дж/с (Вт). Если гидромагнитные течения в ядре возникают в результате прецессии земной оси («болтание» твердого субъядра) или вследствие гравитационной дифференциации, то вклад первой составляет  $10^8$  Дж/с, вто-

Рис. 33. К определению времени выравнивания угловых скоростей вращающихся сфер Земли

рой –  $2 \cdot 10^{12}$  Дж/с, что в принципе достаточно для поддержания динамо-процесса. Однако наблюдаемые вариации изменения длительности суток на 0,1 мс в год соответствуют изменению кинетической энергии вращения Земли около  $1,6 \cdot 10^{13}$  Дж/с. Это на порядок превосходит мощность рассмотренных источников энергии в ядре. Поэтому неравномерность вращения Земли обусловлена не изменением величины электромагнитного сцепления, а передачей энергии извне внутрь жидкого ядра.

Предположим, что выравнивание угловых скоростей ядра и оболочки ( $\omega_1 = \omega_2$ ) с последующим обменом моментами вращения может вызвать перемену знака поля. При этом общее прямое направление вращения планеты сохраняется. В современную эпоху внутреннее субъядро вращается быстрее оболочки. Судя по западному дрейфу, эта скорость составляет один оборот за 2 тыс. лет. Если учесть большую

вязкость вещества жидкого ядра и малую скорость проворачивания оболочки, то можно предположить здесь наличие огромных инерционных сил, практически исключающих свободное течение жидкости ядра, т. е. жидкость увлекается неровными границами вращающихся сфер, образуя в условиях существенно ламинарного течения минимальное число ячеек конвекции. В данном случае их может образоваться не более двух. Отсюда дрейф геомагнитного поля отражает, по существу, прохождение сферической оболочки над магнитными силовыми линиями различной плотности (и конфигурации). Если скоро происходит такое проворачивание сфер, то вследствие вязкого трения будет происходить постепенное торможение более быстро вращающейся внешней оболочки относительно внутренней, что в итоге приведет к кратковременному стационарному состоянию системы. Сферы станут вращаться с одинаковой угловой скоростью. В результате конвекция будет затухать, а «накрученные» витки тороидального поля (рис. 32) – распадаться. Это приведет к диффузии магнитного поля и, как следствие, – уменьшению дипольной составляющей. Следовательно, в момент выравнивания скоростей напряженность магнитного поля Земли резко уменьшится, а оставшаяся часть будет обусловлена величиной напряженности остаточного распадающегося поля и поля намагниченности верхних 30 – 60 км перисферы.

В дальнейшем при увеличении вращения оболочки относительно ядра вновь образуется конвекция, но уже с восточным дрейфом недипольной составляющей. Перестройка конвекции должна происходить очень быстро, так как отсутствует свободное течение вязкого вещества внешнего ядра. Едва наметившееся изменение направления движения сфер увлекает в том же направлении «жидкость». Математическое доказательство этого процесса весьма сложно и к тому же не решает всех проблем. Однако если удастся обнаружить восточный дрейф поля на Марсе и Юпитере, имеющих обратный по сравнению с Землей знак полярности современного поля, то предложенный механизм инверсий можно будет считать доказанным.

Имеются и прямые доказательства существования подобного механизма инверсий. Речь идет о палеомагнитных изменениях напряженности геомагнитного поля в момент инверсий, или, иными словами, о резком уменьшении интенсивности намагниченности пород в момент инверсии и постепенном возрастании ее после обращения. Смена знака происходит быстро – в интервале 10 тыс. лет. Продолжительность существования поля одного знака различна – от нескольких миллионов и

даже десятков миллионов до нескольких десятков тысяч лет. Исходя из этих данных оценим время, необходимое для выравнивания скоростей вращения субъядра и оболочки. Будем исходить из условия вязкого взаимодействия без учета магнитных сил.

Пусть тангенциальная сила на единицу площади движения сферы в вязкой жидкости определяется выражением:

$$\sigma = \eta \frac{\Delta v}{\alpha}, \quad (\text{VI.5})$$

где  $\Delta v = v_1 - v_2$ ,  $\eta$  – вязкость внешнего ядра,  $\alpha$  – угол. Причем  $v_1$ ,  $v_2$  – линейные скорости оболочки и ядра, соответственно  $v_1 = \omega_1 r$ , а  $v_2 = \omega_2 R$ .

Если  $v_1 > v_2$ , то кинетическая энергия ядра ( $E$ ) расходуется на работу ( $A$ ) по преодолению сил вязкости, возникающих при вращении его в жидкой среде, причем  $E = A$ ;  $I$  – момент инерции шара, равный  $I = \frac{2}{5} m r^2$ ,  $E = \frac{I \omega^2}{2}$ .

Работа по преодолению сил вязкости  $A = FL$ , где  $L$  – путь, который пройдет точка на поверхности ядра до момента, когда линейные скорости ядра и оболочки будут равны;  $F$  – сила, действующая на ядро по касательной (тангенциальная составляющая). Учитывая, что  $dF = \sigma dS'$  ( $S'$  – поверхность шара), находим  $F$ :

$$F = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sigma dS'. \quad (\text{VI.6})$$

Если  $a = R - r$ ,  $\Delta v = \omega_1 r - \omega_2 R$ ;  $dS' = 2\pi r \cdot r \cos \varphi r \cos \varphi d\varphi$ , тогда

$$\sigma = \frac{\eta}{R - r} \omega_1 r \cos \varphi. \quad (\text{VI.7})$$

Подставляя (VI.7) в (VI.6), получим:

$$\begin{aligned} F &= 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sigma dS' = \frac{\eta}{R - r} (\omega_1 r - \omega_2 R) r^2 4\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^3 \varphi d\varphi = \\ &= \frac{\eta}{R - r} (\omega_1 r - \omega_2 R) \frac{8}{3} \pi r^2. \end{aligned} \quad (\text{VI.8})$$

В выражении  $A = FL$  будет выполняться условие  $\omega_1 r = \omega_2 R$ . В этом случае сила вязкости трения между двумя сферами будет равна нулю. Найдем

$$L = \frac{\omega_1 r - \omega_2 R}{2} \tau, \quad (\text{VI.9})$$

где  $\tau$  – время, в течение которого происходит выравнивание скоростей сфер. Из уравнения кинетической энергии вращения ядра  $E = \frac{I\omega^2}{2}$  определим:

$$\begin{aligned} \frac{I\omega^2}{2} &= \frac{\eta}{R-r} (\omega_1 r - \omega_2 R) \frac{8}{3} \pi r^2 \frac{(\omega_1 r - \omega_2 R)}{2} \tau, \\ \tau &= \frac{\frac{2}{5} \frac{mr^2}{2} \omega_1^2}{\frac{\eta}{R-r} (\omega_1 r - \omega_2 R) \frac{8}{3} \pi r^2 \frac{(\omega_1 r - \omega_2 R)}{2}}. \end{aligned} \quad (\text{VI.10})$$

Подставим известные значения соответствующих величин в формулу (VI.10):  $m = 3,6 \cdot 10^{24}$  кг;  $r = 1,21 \cdot 10^6$  м;  $\rho = 12,5 \cdot 10^{-3}$  кг/м<sup>3</sup>;  $\nu_1 = 1,5 \cdot 10^{-2}$  м/с;  $\nu_2 = 10^{-2}$  м/с;  $\eta = 10^5$  нс/м<sup>2</sup>;  $R - r = 2,26 \cdot 10^6$  м;  $\omega_1 = 1,25 \cdot 10^{-8}$  рад/с. Тогда  $\tau \approx 10^{14}$  с  $\approx 10^7$  лет. Таким образом, кинетическая энергия вращения гасит конвекцию в ядре за 10 млн. лет. Полученная величина расходится со средним значением  $\tau$  за последние  $10^7$  лет на два порядка ( $\tau = 10^{12}$  с). Следовательно, гашение конвекции происходит не только вязким торможением сфер, но и магнитным силовым полем, на долю которого, как следует из полученного значения, приходится меньшая часть работы (где-то около второго порядка  $\tau$ ). Из приведенных оценок следует, что предложенный механизм инверсий в принципе осуществим. Движение в целом неустойчиво и стабилизируется лишь на короткий период при выравнивании скоростей.

Можно отметить, что приливное трение тормозит в основном верхнюю оболочку: на ядро это торможение передается через вязкую жидкость. Поэтому при уменьшении приливно-взаимодействия системы Земля – Луна больший период времени оболочка будет отставать от ядра и при этом станет преобладать поле положительных инверсий. Возможно, этим объясняется преобладание прямой полярности геомагнитного поля второй половины фанерозоя, начиная с верхней перми, что связано с прогрессирующим удалением Луны. В первой поло-

вине фанерозоя периоды преобладающих прямой и обратной полярности были примерно одинаковы.

Определим современную плотность силовых линий магнитного поля во внешнем ядре Земли исходя из его напряженности, регистрируемой на ее поверхности.

Число витков  $N$  определяется из соотношения:

$$N = \frac{H2\pi R}{I}. \quad (\text{VI.11})$$

Подставив в него  $H = \frac{0,5}{4\pi} 10^3 \text{ А}\cdot\text{м}^{-1}$ ,  $I = 10^6 \text{ А}$ ,  $R = 6,4 \cdot 10^6 \text{ м}$ , получим  $N \approx 10^3$

Наблюдаемый полный оборот оболочки вокруг ядра происходит в течение  $2 \cdot 10^3$  лет. Следовательно, время, в течение которого было «накручено» полученное число витков, будет равно  $2 \cdot 10^3 \text{ лет} \cdot 10^3 = 2 \cdot 10^6 \text{ лет}$ .

Таким образом, если регистрируемые скорости дрейфа сохранялись в среднем, то современное магнитное поле Земли (считая от последней инверсии) имеет «возраст» около 2 млн. лет. Как известно, начало эпохи Брунеса датируется в 0,7 млн. лет (рис. 34), а если включить сюда эпизод Джарамильо, то 0,95 млн. лет. Исходя из средней периодичности инверсий в 1 млн. лет можно предположить, что мы находимся на пороге очередной инверсии геомагнитного поля. Этот вывод хорошо согласуется с быстрым уменьшением магнитного момента диполя, о чем говорилось выше. Если темпы его уменьшения сохранятся на уровне 0,05 % в год, то через один оборот оболочки (через 2 тыс. лет) Земля войдет в интервал переполюсовки, т.е. будет иметь очень слабый магнитный экран (около 20% от современного). Как это отразится на че-

Рис. 34. Палеомагнитная геохронологическая шкала для последних 4,5 млн. лет (по Ф. Стейси)

ловечестве? Первобытные люди пережили уже одну такую инверсию 0,7 млн. лет назад – в эпоху Брюнеса. Из вышесказанного становится ясно, что минимально возможный интервал существования поля одного знака приближается к 1 млн. лет. Вязкомеханический эффект сцепления и торможения оболочки вследствие большой инерционности системы ядро-оболочка не может «работать» быстрее. Поэтому выделение эпох инверсий длительностью менее 0,7 – 1,0 млн. лет неубедительно. Это скорее всего локальные особенности намагниченности пород, не имеющие отношения к полю диполя. Сходная картина уже наблюдалась при выделении фаз складчатости и попытках распространения местных тектонических подвижек в общепланетарный ранг.

Если вещество внешнего ядра обладает сверхпроводимостью, то «приклеенные» к нему магнитные силовые линии должны выталкиваться к поверхности ядра. Следовательно, средняя плотность силовых линий составляет примерно одну линию на каждые 9 км ядерного меридиана. Вероятно, такой же характерный порядок имеют поперечные размеры силовых линий. Поэтому они могут оказывать существенное влияние на распространение упругих волн. Из физики плазмы известно, что ток, циркулирующий вокруг магнитных силовых линий, сжимает их, т.е. магнитные силовые линии превращаются в своего рода упругие натянутые шнуры со сжатым внутри них веществом. Такие шнуры в направлении их простираения абсолютно несжимаемы. Поэтому они должны вести себя подобно своеобразной поляризованной жидкости. Поскольку Р-волны представляют собой движение частиц среды по направлению движения, а S-волны – перпендикулярное направление движения, прохождение последних через внешнее ядро будет затруднено. Поляризация колеблющихся частиц среды будет совпадать с направлением абсолютного сжатия жгутов магнитных силовых линий, опоясывающих поверхность внешнего ядра, и вследствие равенства  $\mu$  нулю значительная часть энергии S-волн будет гаситься на этой границе или полностью отражаться обратно в мантию. Иными словами, для S-волн граница внешнего ядра будет являться абсолютно отражающей (коэффициент отражения для S-волн близок единице).

Распространение же Р-волн сопровождается изгибом силовых линий поля, поэтому последние для них не являются преградой.

Предлагаемая модель для объяснения феномена с S-волнами как будто разрешает противоречие между данными о ненулевом  $\mu$  во внешнем ядре, существованием вязкой конвекции и непрохождением S-волн через него.

### §3. Хронология инверсий

Важнейшим достижением палеомагнетизма явилось установление разнополярной намагниченности последовательности лав и осадочных пород. Совпадение знака полярности для разновозрастных пород в разрезах континентов и океанического дна исключает предположение о широком развитии процессов самообращения вектора намагниченности. Синхронность и глобальность обращений может быть объяснена тем, что земное магнитное поле на протяжении геологической истории неоднократно изменяло свою полярность. Возможный механизм этого процесса мы только что рассмотрели.

Сопоставление по различным разрезам Северной Америки последовательности прямо и обратно намагниченных толщ с их абсолютным возрастом позволило А. Коксу и другим установить время обращений геомагнитного поля и длительность различных эпох полярности. В результате была создана палеомагнитная геохронологическая шкала для последних 4,5 млн. лет (см. рис. 34, с. 144). Согласно этой шкале в течение указанного периода сменилось четыре эпохи. Первые две эпохи были названы именами крупных ученых-геофизиков Брюнеса и Матуяма, которые одними из первых определили важную роль обратного намагничивания пород, две другие эпохи – именами выдающихся физиков К. Гаусса (1777 – 1855) и Дж. Гильберта (1544 – 1603), впервые изучивших магнитное поле Земли.

Внутри этих эпох при более детальных исследованиях были обнаружены краткие обращения полярности. Так, внутри обращенной эпохи Матуяма отмечается небольшой интервал с нормальной полярностью длительностью около  $10^5$  лет, получивший название одного из ущелий в Танзании – Олдувей.

Внутри нормальной эпохи Гаусса также отмечено краткое обращение поля, получившее название Маммот (озеро в Калифорнии, где это обращение впервые было обнаружено).

В настоящее время имеются данные о наличии еще целого ряда обращений внутри каждой из эпох, однако достоверность некоторых из них пока нельзя считать достаточно обоснованной.

Описанная хронология обращений земного магнитного поля получила наилучшее подтверждение при сравнении последовательности прямо и обратно намагниченных слоев в колонках глубоководных осадков океана – пелагических красных глин, характеризующихся наиболее устойчивыми темпами седиментации. Оказалось, что время



образования последовательности нормально и обратно намагниченных пачек слоев полностью совпадает с длительностями эпох полярности, определенными палеонтологическими и  $K - Ar$  методами по лавам островов и континентов, и коррелируется с данными измерений в аналогичных осадках различных районов Мирового океана.

Обращение земного магнитного поля было обнаружено и в более древних вулканических и осадочных породах Земли. Это позволило продлить палеомагнитную геохронологию на весь фанерозой. Применение палеомагнитной геохронологии для стратиграфии ограничивается необходимостью иметь непрерывный разрез лавовых или осадочных слоев начиная с современного возраста либо палеонтологическую или изотопную датировку. В противном случае вследствие выпадения или размыва отдельных слоев возможны крупные ошибки в корреляции. Вместе с тем использование палеомагнитных данных по обращениям геомагнитного поля совместно с палеонтологическими определениями позволяет в ряде случаев более точно устанавливать границы между разновозрастными породами, так как изменение или вымирание той или иной группы организмов происходит обычно в течение миллиона и более лет, а инверсии поля – в течение 10 – 15 тыс. лет.

В настоящее время построено несколько палеомагнитных хронологических шкал. Все они могут быть разделены на две группы. К первой группе относятся шкалы, построенные по данным непосредственных измерений на разрезах эффузивных или осадочных пород в сочетании с палеонтологическими и изотопными определениями возраста. Сюда же относятся и измерения по кернам скважин судна «Гломар Челленджер», ударных и вибропоршневых трубок. Именно таким путем выполнена палеомагнитная хронология в Азии, Северной Америке, Западной Европе, Японии и Мировом океане в период с 1958 по 1972 г.

Эти данные хорошо сопоставимы между собой и, следовательно, отражают реальный процесс инверсий полярности геомагнитного поля в соответствующие геологические периоды.

Другая группа шкал построена по рисунку магнитных аномалий срединно-океанических рифтовых хребтов, полученных на уровне моря. Их построение основано на гипотезе Вайна-Мэтьюза о разрастании (спрединге) океанического дна вследствие внедрения базальтовых масс в рифтовой зоне с последующим раздвижением «литосферных плит» в обе стороны от нее. Согласно этой, ныне широко распространенной концепции, намагниченность пород происходит в момент внедрения в рифтовую щель горячих базальтовых даек. Таким образом, океаниче-

ская кора по обе стороны от нее должна иметь вертикально слоистое строение. Полагая, что скорость «расширения» дна колеблется в пределах 1 – 10 см/год, авторы и сторонники концепции «рассчитали» интервалы и «нашли», что последние сходны со шкалой А. Кокса, построенной совершенно иным методом (Ле Пишон, Франшто, Бонин, 1977).

Однако сравнение поверхностных аномалий, отражающих сглаженный интегральный эффект удаленных от уровня наблюдения совокупности рассредоточенных по площади и по разрезу источников, с приземными (контактными) аномалиями А. Кокса принципиально невозможно. Это, по существу, несравнимые поля. Чтобы как-то устранить это несоответствие, мы должны в лучшем случае трансформировать поле на уровень источников, т. е. в данном случае дна. Выполнение такой трансформации или проведение придонной магнитной съемки (рис. 35) вскрывает сложное чередование положительных и отрицательных значений вектора  $\Delta T$ , которое не имеет ничего

Рис. 35. Придонные и поверхностные магнитные наблюдения 34° с.ш. 127° з.д. (по В. Вахье): а – съемка на уровне моря; б – съемка на уровне дна

общего с характером поверхностной аномалии. При построении шкалы по этому рисунку придонной аномалии мы не получим и отдаленного сходства с «контактной» структурой поля инверсий Кокса и др. Авторы же концепции спрединга склонны видеть в этом лишь мешающий магнитный шум, обусловленный топографией (Ле Пишон, Франшто, Бонин, 1977), либо предлагают выделять дополнительные кратковременные эпизоды обращения геомагнитного поля. По существу же, здесь мы видели стремление интерпретировать магнитные аномалии рифтовых хребтов только и исключительно полем ограниченного по мощности вертикального пласта с удалением в бесконечность второго полюса (положительного или отрицательного), что является грубым игнорированием в целом двухзначного характера магнитных аномалий.

Любое намагниченное тело – это диполь, если не мультиполь. И ему свойственны положительные и отрицательные аномалии, если только нижние кромки не отнесены на очень большую глубину. Это, в частности, и подтверждается придонной съемкой и трансформацией поля в нижнее полупространство, где четко проявляется роль подводных гор и рельефа дна вообще и сложный характер распределения магнитоактивных тел. Мы уже не говорим о прямых несоответствиях, указанных А. Майерхоффом и Г. Майерхоффом (1974), когда, например, выделенная по рисунку магнитного поля 5-я аномалия «возраста 8 млн. лет» выходит в Исландии в районе современного вулканизма. Кроме того, прямые определения намагниченности в кернах базальтовых пород, по данным бурения судна «Гломар Челленджер», вскрыли чередование прямо и обратно намагниченных базальтовых слоев, расположенных в пределах одной полосовой аномалии. Например, в скв. 395 45-го рейса, пробуренной в зоне 4-й положительной магнитной аномалии на склоне Срединно-Атлантического хребта, в интервалах глубин 100 – 243 и 733 – 612 м вскрытого разреза базальты характеризуются положительной намагниченностью, а в интервале 243-573 и ниже 612 м – отрицательной.

В скв. 396, расположенной по другую сторону Срединно-Атлантического хребта, в пределах полосовой 5-й положительной аномалии в разрезе базальтов толщиной 96 м верхняя и нижняя зоны отрицательной намагниченности разделяются зоной положительной намагниченности. Приведенные данные не исключение. Они подтверждаются во всех случаях, где удается забуриться в базальтовые слои (Initial Reports of the Deep Sea Drilling Project, 1969 – 1982). Результаты палеомагнитного изучения 94 ориентированных образцов осадков 37-го рейса «Гломар Челленджер» (скв. 332 – 335) показали, что полярность стабильной части естественной остаточной намагниченности ( $I_n$ ) многократно меняет свой знак по разрезу и имеет более пологое по сравнению с дипольным наклонение. Последнее предположение, однако, обусловлено не перемещением плит, а местным тектоническим наклоном блока. В скв. 332 В обнаружено неустойчивое и аномально пологое наклонение в базальтах, подстилающих осадки. При этом вертикальная составляющая вектора  $I_n$  явно мала для обеспечения наблюдаемой на поверхности океана магнитной аномалии. Это указывает на то, что мощность магнитоактивного слоя должна быть в несколько раз большей 500 м (обычно принимаемой в гипотезе тектоники плит), а сама толща представлена многими слоями лав различных эпизодов вулканизма и, следовательно, различного возраста и наклонения.

В скв. 337 в Норвежском море в брекчированном базальте, подстилающем толщу осадков (132,5 м), обнаружено 13 – 14 потоков. Возраст их определяется в 18 – 24 млн. лет и плохо увязывается с магнитными и палеомагнитными данными.

Ни на одной из пробуренных в 1976 г. в Атлантическом океане скважин магнитные свойства базальтов не отвечали линейным магнитным аномалиям в соответствии с гипотезой Вайна-Мэтьюза. Отсюда делалось предположение о более глубоком залегании магнитоактивных тел, ответственных за эти линейные знакопеременные аномалии. Таким образом, прямые определения намагниченности пород фундамента, строго говоря, не подтвердили основы концепции вертикально-слоистой модели намагниченности рифтовых хребтов. Регистрируемые же магнитные аномалии на поверхности моря, равно как и на уровне дна, отражают суммарный эффект прямо и обратно намагниченных по разрезу пород и поэтому никак не могут быть интерпретированы серией горизонтально дифференцированных однородно намагниченных вертикальных пластов мощностью 500 – 1000 м. Эти соображения излагались нами ранее (Орлёнок, 1980) и теперь находят подтверждение в работах других исследователей – В. Н. Луговенко, Т. Н. Симоненко и др.

Анализируя обширный материал по статистическим характеристикам аномального магнитного поля (АМП), В.Н. Луговенко сформулировал закон суммирования магнитных источников в магнитоэффективные тела в следующем виде: аномальное магнитное поле над поверхностью Земли есть суммарный эффект влияния магнитных масс, расположенных ниже того участка земной поверхности, который виден из точки измерения поля под телесным углом  $0,59\pi$ . Отсюда следует, что при изменении высоты магнитной съемки размеры и свойства магнитоактивного источника, создающего данное АМП, также изменяются. Это обусловлено увеличением вертикальной мощности «зондируемого» магнитоактивного слоя с увеличением высоты прибора. С другой стороны, с увеличением глубины вследствие повышения температуры и давления намагниченных пород их вклад в суммарное поле будет уменьшаться. Однако трудно предположить образование обширных лавовых полей мощностью 1000 – 2000 м и протяженностью в несколько тысяч километров в течение той или иной магнитной эпохи длительностью около миллиона лет. Подобных глобальных вулканических катастроф в фанерозое не отмечено в геологической летописи Земли. Как показал В.Н. Луговенко, источники многих крупных маг-

нитных аномалий лучше всего аппроксимируются моделью вертикального пласта. Если высота съемки соответствует горизонтальной полумощности такого тела, то его вертикальная составляющая характеризуется известным соотношением:

$$Z = 2I \operatorname{arctg} \frac{2bH}{H^2 - b^2 + x^2}, \quad (\text{VI.12})$$

где  $I$  – намагниченность  $\text{А} \cdot \text{м}^{-1}$ ;  $b$  – горизонтальная полумощность, м;  $H$  – глубина до верхней кромки, м;  $x$  – координата.

Для оценки влияния магнитных масс, расположенных по глубине разреза, магнитный источник можно представить в виде суммы горизонтальных цилиндров, имеющих предположительно вертикальное намагничивание:

$$Z = 2M \frac{H^2 - x^2}{(H^2 + x^2)^2}, \quad (\text{VI.13})$$

где  $M$  – линейный магнитный момент цилиндра. Поскольку элементарные цилиндры ( $B_a = B_b$ ) равны по модулю, но имеют различные знаки, влияние области  $\alpha$  компенсируется влиянием области  $\beta$  и магнитное поле в точке  $P$  создается вертикальным пластом мощностью  $2H$ . Над центром пласта при  $H = b$  имеем:

$$Z = H\bar{I} \operatorname{arctg} \frac{b}{H} = \pi I, \quad (\text{VI.14})$$

где  $\bar{I}$  – средняя намагниченность пород всего разреза в пределах угла, под которым видна земная поверхность. Таким образом, при постоянной высоте съемки амплитуда и размеры магнитных аномалий будут определяться средней намагниченностью пород по всей толщине разреза.

Лишь с помощью операции трансформации наблюдаемых аномалий (см. далее) можно произвести разделение поля на локальную и региональную составляющие, а с ними и относительную глубину источников. Это свойство АМП практически исключает возможность однозначной геологической интерпретации линейных магнитных аномалий океанических областей вертикальными одновозрастными и, следовательно, однополярными пластами той или иной мощности и характеризует ее как задачу с неопределенным множеством решений. В частности, уменьшение глубины океана и соответственно высоты съемки

Рис. 36. Зависимость ширины (S) «магнитной освещенности» поверхности дна от телесного угла при разной глубине моря ( $H_1$  и  $H_2$ ):  
 $I_1$ - $I_4$  – намагниченные тела

влечет за собой увеличение мощности «зондируемого» магнитоактивного слоя и, наоборот, с увеличением глубины толщина «освещения» разреза уменьшается. Одновременно увеличиваются ширина «освещаемой» поверхности и, следовательно, интегрируемость (осреднение) в пределах площади телесного угла различных магнитных неоднородностей как на поверхности, так и на глубине (рис. 36). При этом алгебраическое суммирование аномалий и в горизонтальном, и в вертикальном направлениях может привести к существенному (если не полному) изменению картины поля за счет

осреднения и перераспределения составляющих разных знаков и амплитуды. Это было доказано В.Н. Луговенко по расчетам радиуса корреляции и периодов  $T_0$ . Оказалось, что градиент  $\partial r_0/\partial H$  в области высот ( $0 < H < 5 \div 20$  км) достигает наибольших значений. Чем однороднее (в магнитном отношении) материал коры, тем протяженнее аномалии одного знака с увеличением высоты съемки. Отсюда следует, что высокий градиент в океанических областях свидетельствует о большей однородности верхней коры котловины и, наоборот, низкий градиент континентов – большей горизонтальной дифференцированности верхов континентальной коры. То же самое нетрудно видеть и из рис. 36. Приняв  $H_1$  и  $H_2$  достаточно большими по сравнению с полумощностью магнитных источников  $I_i$ , мы как бы получаем сумму элементарных вертикальных стержней:

$$Z_1 = \frac{\bar{I}_1 + \bar{I}_2}{H_1^2} S_1 \text{ и } Z_2 = \frac{(\bar{I}_1 + \bar{I}_2 + \bar{I}_3 + \bar{I}_n)}{H_2^2} S_2, \quad (\text{VI.15})$$

магнитное поле которых в точке P будет представлять алгебраическую сумму из составляющих  $I_i$  каждого элемента.

Таким образом, любая шкала хронологии обращений геомагнитного поля, построенная по рисунку аномалий рифтовых хребтов по принципу Вайна и Мэтьюза, является лишь гипотезой и не может быть

использована для палеомагнитной стратификации. Сравнение таких шкал между собой дает весьма проблематичное сходство.

Симметрия и линейный характер магнитных аномалий над рифтовыми хребтами отражают симметрию равномерного растяжения коры на своде остаточной возвышенности вследствие опускания дна котловин по обе его стороны. Магнитные аномалии фиксируют, по существу, зоны глубоких расколов земной коры, возникающих при этом растяжении, и полосы сильно и слабо намагниченных пород. С. Н. Максимовым, Н. Я. Куниным и Н. М. Сардонниковым (1977) было показано, что режимы инверсий геомагнитного поля обнаруживают четкую низкочастотную цикличность с периодом 155 млн. лет и среднечастотную – с интервалом 39 млн. лет. Кроме того, намечаются высокочастотные инверсии порядка 1 млн. лет. При этом заметна определенная связь режима инверсий с геологическими эрами, отражающими крупные изменения в жизни биосферы Земли, – палеозою соответствует преобладание обратной полярности, мезозою – преобладание прямой полярности, кайнозою – знакопеременное поле.

Наряду с этим существовали периоды более частых инверсий и длительной стабильности поля. В целом отмечается возрастание частоты инверсий начиная с поздней перми с преобладанием в этот период положительной (нормальной) полярности. Аналогичная картина возрастания частоты инверсий наблюдается также в среднем и позднем кембрии и в интервале между средним ордовиком и средним девонем. Интересно сопоставить шкалу инверсий геомагнитного поля с циклами тектонической активизации земной коры, выделенными Г. Штилле, В.Е. Хаиным, Н. М. Страховым, В. В. Белоусовым и др., а также с эпохами трансгрессий и регрессий. Анализ показывает, что эта связь весьма проблематична. Большинство фаз так называемой тектонической активизации не находит отражения в режиме инверсий геомагнитного поля. Исключение составляют салаирская фаза на рубеже кембрия и ордовика, совпадающая с переходом знакопеременного режима к однополярной эпохе раннего ордовика, астурийская и заальская, совпадающие с эпизодами обращения поля в среднем и позднем карбоне, пфальцкая, совпадающая с границей перехода однополярного режима поздней перми в знакопеременный – триаса, и ларамийская – переход к знакопеременному полю кайнозоя. Таким образом, намечается некоторая корреляционная связь изменения режима геомагнитного поля с тектонической активностью лишь для 5 фаз из 21. Приведенная статистика позволяет заключить, что либо большинство из названных фаз

связано с местным характером тектонических движений, либо режим геомагнитного поля не находит отражения в общепланетарных тектонических активизациях Земли. С другой стороны, трудно согласиться с предположением, что глобальная сейсмическая активность перисферы Земли, отражая какое-то повышение активности в ее недрах, не отобразилась бы на режиме магнитного поля.

Динамика перисферы – это следствие и результат именно внутренней активности планеты. Например, повышение сейсмической активности Земли приводит к возникновению дополнительных собственных колебаний сферы, а с нею и внутреннего ядра относительно вязкого внешнего ядра. Это известно из примеров Чилийского и Аляскинского землетрясений. Вероятно, такие дополнительные колебания способны изменить направление ламинарных течений в ядре и тем самым ускорить инверсию геомагнитного поля. Исследования Е.П. Велихова в области магнитной гидродинамики указывают на возможность генерации возмущений в проводящей плазме и их влияние на турбулентность несжимаемой жидкости с «приклеенными» к ней магнитными силовыми линиями.

Следовательно, можно предположить, что салаирская (ранний палеозой), астурийская и заальская (поздний палеозой), пфальцская (начало мезозоя) и ларамийская (кайнозой) фазы отражают какие-то крупные перестройки на уровне внешнего ядра и астеносферы. К некоторым из этих рубежей (палеозой – мезозой) относятся и крупнейшие изменения климата и биосферы.

#### §4. Элементы земного магнетизма

Напряженность магнитного поля Земли в каждой точке земной поверхности полностью определяется вектором  $T$  и его составляющими по осям прямоугольной системы координат  $x$ ,  $y$  и  $z$  (рис. 37). Если ориентировать ось  $x$  по географическому меридиану, а ось  $y$  – по параллели, то проекция вектора  $T$  на плоскость  $xoy$  даст горизонтальную составляющую  $H$ . Горизонтальная составляющая  $H$  всегда направлена на магнитный полюс Земли – северный или южный в зависимости от того, в каком полушарии (северном или южном) находится наблюдатель. Угол  $D$  между горизонтальной составляющей  $H$  и направлением на истинный (астрономический) север (в данном случае это направление задается осью  $x$ ) определяет западное или восточное склонение векто-



ра магнитного поля  $H$ . Угол  $I$  между горизонтальной составляющей  $H$  и вектором  $T$  называется наклоением.

Вертикальная составляющая  $z$ , северная  $x$  и восточная  $y$ , а также склонение  $D$ , наклонение  $I$  и горизонтальная составляющая  $H$  называются элементами магнитного поля Земли. Они определяют положение вектора  $T$  в различных системах координат. Вектор  $T$  принято называть полным вектором земного магнитного поля.

Значение вектора  $T$  инвариантно, т.е. не зависит от выбора системы координат. Пользуясь рис. 37, нетрудно получить выражения для всех элементов земного магнитного поля:

$$\begin{aligned} x &= H \cos D; \quad y = H \sin D; \quad z = H \operatorname{tg} I; \\ T &= (H^2 + z^2)^{1/2}; \quad H = (x^2 + y^2)^{1/2}; \\ I &= \operatorname{arctg} z/H; \quad D = \operatorname{arctg} y/x. \end{aligned} \quad (\text{VI.16})$$

Горизонтальные и вертикальные компоненты полного вектора магнитного поля  $T$  можно определить также через угол  $I$ :

$$H = T \cos I; \quad z = T \sin I. \quad (\text{VI.17})$$

Точки на земной поверхности, в которых наклонение  $I = 90^\circ$ , называются северным и южным магнитными полюсами. Линия на земной поверхности, где наклонение  $I = 0^\circ$ , называется магнитным экватором. К северу от магнитного экватора вертикальная составляющая  $z$  считается положительной, к югу – отрицательной. Подставляя значения  $I$  на экваторе и на полюсе в выражения (VI.17), получим, что на магнитных полюсах горизонтальная составляющая  $H$  равна нулю ( $H_p = 0$ ), а вертикальная равна полному вектору  $T(z_p = T)$ . На экваторе, наоборот, гори-

Рис. 37. Элементы земного магнетизма:  
 $T$  – полный вектор магнитного поля;  
 $Z$  – вертикальная составляющая;  $H$  – горизонтальная составляющая;  $D$  – магнитное склонение;  $I$  – наклонение

горизонтальная составляющая  $H_3$  равна полному вектору  $T$  ( $H_3 = T$ ), а вертикальная  $z_3$  равна нулю ( $z_3 = 0$ ).

### §5. Магнитные аномалии

Реальное магнитное поле, наблюдаемое на поверхности Земли, отражает суммарный эффект действия различных источников. Основной вклад в геомагнитное поле, как мы видели, дают поле эксцентричного диполя и его недипольные составляющие, источники которых расположены во внешнем ядре Земли. К этому главному полю добавляется поле, вызванное намагниченностью пород земной коры, которое суммируется с магнитным полем внеземного происхождения. Таким образом, полный вектор магнитного поля  $T$  складывается из нескольких компонентов: поля диполя  $T_0$ , недипольного поля  $T_n$ , поля, обусловленного намагниченностью верхних слоев земной коры  $\Delta T_a$ , внешнего поля  $T_{вн}$  и поля вариаций  $\delta T$ :

$$T = T_0 + T_n + T_{вн} + \Delta T_a + \delta T. \quad (\text{VI.18})$$

Поле, представляющее собой сумму векторов  $T_0$  и  $T_n$ , называется главным полем. Поле, обусловленное вектором  $\Delta T_a$ , называется аномальным полем. В свою очередь аномальное поле складывается из регионального  $\Delta T_p$  и локального  $\Delta T_l$  полей. Первое из них вызвано глубокими магнитными неоднородностями в низах коры и верхней мантии, второе – неглубоко залегающими телами.

Сумма векторов главного и внешнего поля с вычетом вариаций называется нормальным полем:

$$T_n = T_0 + T_n + T_{вн} - \delta T. \quad (\text{VI.19})$$

Отсюда видно, что для получения значения аномальной составляющей необходимо из полного вектора  $T$  вычесть нормальную составляющую  $T_n$ :

$$\Delta T_a = T - T_n. \quad (\text{VI.20})$$

В большинстве случаев при интерпретации материалов магнитных исследований важно знать величину нормальной составляющей геомагнитного поля. Для этих целей обычно используются карты нормального магнитного поля, составляемые регулярно на весь земной шар или его крупные регионы. Зоны, где наблюдаемое поле резко отличается от поля однородно намагниченного шара, называются аномалиями  $\Delta T$ .

Центры аномалий совпадают с материковыми массивами. Их так же, как и материков, шесть. Поэтому эти аномалии называются материковыми.

Расчеты показывают, что источники материковых аномалий находятся на глубине порядка 0,4 земного радиуса, т.е. под кромкой мантии.

Любопытно, что остаточное аномальное поле  $\Delta T$  во многом совпадает с полем недипольной составляющей. По данным Ю.Д. Калинина, магнитный момент этих диполей равен  $0,3 \cdot 10^2$  СГС, что составляет около 4% магнитного момента от основного диполя. Эти данные хорошо согласуются с наблюдаемым спектром изменения геомагнитного поля.

Обычно обнаруживаются два вида аномалий: аномалии, ширина которых составляет несколько тысяч километров, и аномалии шириной менее 100 км. Поскольку размеры и ширина аномалии пропорциональны глубине залегания источника, то приведенные данные свидетельствуют, что крупные материковые аномалии вызваны источниками, залегающими на большой глубине, порядка половины земного радиуса. Небольшие аномалии вызваны источниками, залегающими не глубже нескольких десятков километров, порядка 40 – 60 км. Следовательно, ниже этой глубины температура превышает  $580^\circ\text{C}$ , т. е. выше точки Кюри для магнетита. Поэтому породы на этой глубине немагнитны. Следовательно, между глубинами 60 – 2900 км никаких источников магнитных аномалий нет. Это чрезвычайно важный вывод. Он служит указанием на то, что отмеченные два типа геомагнитных полей отражают не только два уровня залегания магнитовозмущающих зон, но и их существенно различную природу. Поле верхней зоны – это статическое поле, обусловленное преимущественно остаточным намагничиванием пород. Поле внешнего ядра – это меняющееся в пространстве и времени поле, формирование которого связано с вращением Земли.

## **§6. Магнитное поле диполя**

Магнитное поле Земли в первом приближении можно аппроксимировать полем диполя, помещенного в центре Земли. Диполь – это обычный двухполюсный магнит, один конец которого условно принимается за северный полюс, другой – за южный полюс. На рисунке 38

Рис. 38. К определению магнитного поля диполя

представлен такой диполь. Положительно и отрицательно заряженные магнитные массы  $+m$  и  $-m$ , расположены на некотором расстоянии  $dl$  друг от друга. Найдем значение поля в произвольной точке пространства  $P$  на расстоянии  $r$  от центра диполя. Прямая  $r$  составляет некоторый угол  $\theta$  с осью диполя  $dl$ . Соединим концы диполя с точкой  $P$  и обозначим

эти расстояния через  $r_1$  и  $r_2$ . Пусть  $dl \ll r_1, r_2$ .  
Найдем потенциал диполя  $V$  в точке  $P$ :

$$V = \frac{m}{r_1} - \frac{m}{r_2} = m \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}. \quad (\text{VI.21})$$

Если расстояние до точки  $P$  велико в сравнении с длиной диполя, то

$$r_1 r_2 \approx r^2; \quad r_2 - r_1 = dl \cos \theta. \quad (\text{VI.22})$$

Подставим эти значения в (VI.22):

$$V = m \frac{dl}{r^2} \cos \Theta. \quad (\text{VI.23})$$

Поскольку магнитный момент определяется как производная магнитной массы на плечо  $dl$

$$dM = m dl, \quad (\text{VI.24})$$

то выражение для потенциала диполя примет вид:

$$V = \frac{dM}{r^2} \cos \Theta. \quad (\text{VI.25})$$

Если через  $dW$  обозначить элементарный объем тела, а через  $I$  – его намагниченность, то магнитный момент единицы объема будет иметь вид:

$$dM = I dW, \quad (\text{VI.26})$$

а потенциал:

$$V = \frac{IdW}{r^2} \cos \Theta.$$

Зная потенциал, можно найти все элементы магнитного поля диполя в точке P:

$$Z = -\frac{\partial V}{\partial r}; \quad H = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \Theta}; \quad T = (Z^2 + H^2)^{1/2}.$$

Используя выражение (VI.25), получим:

$$\begin{aligned} Z &= \frac{2dM \cos \Theta}{r^3}; \quad H = \frac{dM \sin \Theta}{r^3}; \\ T &= \frac{dM}{r^3} (1 - 3 \cos^2 \Theta)^{1/2}; \quad \frac{Z}{H} = 2 \operatorname{ctg} \Theta. \end{aligned} \quad (\text{VI.28})$$

Проанализируем полученные выражения. Найдем значения  $Z$ ,  $U$ ,  $T$  на магнитном полюсе и магнитном экваторе, т.е. в точке P, расположенной вдоль оси диполя и перпендикулярно к ней, когда  $\Theta = 0$  и  $\Theta = \frac{\pi}{2}$ :

$$Z|_{\Theta=0} = \frac{2dM}{r^3}; \quad Z|_{\Theta=\frac{\pi}{2}} = 0.$$

Следовательно, вертикальная составляющая магнитного поля Земли  $Z$  принимает максимальное значение на магнитных полюсах (порядка 70000 нТ) и минимальные значения (порядка 25000 нТ) на магнитном экваторе. Найдем экстремальное значение горизонтальной составляющей  $H$ :

$$H|_{\Theta=0} = 0; \quad H|_{\Theta=\frac{\pi}{2}} = \frac{dM}{r^3}.$$

Из полученного выражения мы видим, что горизонтальная составляющая МПЗ принимает нулевое значение на магнитных полюсах и максимальное значение на магнитном экваторе.

Полный вектор МПЗ  $T$  при  $\Theta = 0$ , т.е. на полюсе, равен:

$$T = \frac{2dM}{r^3}.$$

И при  $\Theta = \frac{\pi}{2}$ , т.е. на экваторе:

$$T = \frac{dM}{r^3}.$$

Иными словами, МПЗ нигде не принимает нулевых значений. Поскольку ось магнитного диполя Земли не совпадает с осью вращения (угол между ними равен  $11,5^\circ$ ), то полученные формулы следует рассматривать как приближенные для расчета по ним элементов земного магнетизма. В этом легко убедиться, если попытаться определить магнитную широту по современным картам изогон  $I$ , используя формулы дипольного приближения (см. §9).

### §7. Недипольные составляющие магнитного поля.

В 1838 г. Гаусс предложил теорию, согласно которой магнитное поле Земли можно представить как функцию координат данной точки поверхности. Для точек, находящихся на поверхности земного шара, выражение для магнитного потенциала, создаваемого магнитными массами, расположенными внутри Земли, имеет следующий вид:

$$V = R \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda] P_n^m(\cos \alpha).$$

Постоянные коэффициенты  $g_n^m$  и  $h_n^m$  называются коэффициентами Гаусса. Они определяются путем наблюдений элементов геомагнитного поля в некоторых точках земной поверхности, причем  $g_1^0 = \frac{M_z}{R^3}$ ;  $g_1^1 = \frac{M_x}{R^3}$ ;  $h_1^1 = \frac{M_y}{R^3}$ , где  $M_z$ ,  $M_x$ ,  $M_y$  значения магнитных моментов диполя по осям координат;  $R$  – радиус Земли. Величина  $P_n^m(\cos \alpha)$  называется присоединенным полиномом Лежандра.

Таким образом, магнитное поле, соответствующее сферическим гармоникам первой степени, эквивалентно полю диполя с магнитным моментом  $M$ , равным

$$M = R^3 \left[ (g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2 \right]^{1/2}. \quad (\text{VI.29})$$

Вычисление коэффициентов Гаусса различными учеными для разных эпох показало, что наибольшими значениями обладают коэффициенты  $g_1^0$ ,  $g_1^1$  и  $h_1^1$ , соответствующие в уравнении (VI.29) членам первого порядка (табл. VI.1).



Этот результат показывает, что главный вклад в значение потенциала магнитного поля Земли вносит поле диполя внутреннего происхождения, которое и характеризует первый член разложения Гаусса. Таким образом, геомагнитное поле в первом приближении можно считать полем однородно намагниченного шара.

Следующие члены разложения ( $n = 2$ ) характеризуют магнитные потенциалы системы из двух диполей, называемых квадрупольями. Их вклад в земное магнитное поле составляет всего несколько процентов от значения главного осевого диполя.

В целом, как показывают расчеты, выполненные на основе теории Гаусса, 94% магнитного поля, наблюдаемого на поверхности Земли, обусловлено внутренними причинами и лишь 6% приходится на долю внешних факторов.

Согласно данным новейших наблюдений, было показано (Стейси, 1972), что лучшим приближением к реальному геомагнитному полю является диполь, смещенный относительно центра Земли к северу примерно на 300 км. Т. Рикитаки (1968) для эпохи 1955 г. дает расстояние 436 км.

Количество нецентральных диполей достигает 8 – 10, а их источники располагаются на глубине 0,25 земного радиуса, т.е. недипольное поле (впрочем, вероятно, как и дипольное) генерируется во внешнем ядре.

Из таблицы также следует, что дипольные составляющие прогрессивно уменьшаются с течением времени. При этом за 100 лет  $g_1^0$  уменьшился на 203,  $g_1^1$  – на 100,  $h_1^1$  – на 44 единицы, т.е. дипольный момент уменьшается со скоростью 0,05% в год. Если такие темпы сохранятся, то через  $2 \cdot 10^3$  лет Земля на какое-то время лишится магнитного экрана.

Недипольные (квадрупольные) составляющие испытывают сложные изменения – либо попеременно, либо устойчиво разрушаются, либо увеличиваются.

*Вариации геомагнитного поля.* Одним из важных свойств магнитного поля Земли является его изменчивость во времени и пространстве относительно земной поверхности. Эти изменения напряженности магнитного поля называются вариациями. Систематические наблюдения вариаций геомагнитного поля проводятся более 300 лет. Впервые они были обнаружены Геллибрандом в 1835 г. Полвека спустя Хэлли установил, что вариации магнитного поля вызваны устойчивым смещением в западном направлении (дрейфом) его недипольной состав-



ляющей. Вариации геомагнитного поля имеют различный период: от секунд до многих миллионов лет. Медленные изменения магнитного поля, происходящие в промежутке времени от 100 лет и более, называются вековыми вариациями. Короткопериодные возмущения поля – продолжительностью от долей секунд, часов до нескольких дней – называются магнитными бурями. Амплитуда вековых вариаций в среднем составляет 50 гамм, короткопериодных магнитных возмущений – от 20 – 30 до нескольких сотен гамм.

Спектр наблюдаемых вариаций геомагнитного поля показывает, что основная часть вариаций имеет период порядка  $10^4$  лет. Короткопериодные вариации обусловлены внешними причинами – процессами, происходящими в ионосфере и магнитосфере Земли, на Солнце и в межпланетном пространстве. Источником вековых вариаций являются процессы, происходящие внутри Земли, главным образом во внешнем жидком ядре. Согласно данным Т. Рикитаки (1968), вековые вариации отражают лишь часть спектра колебаний геомагнитного поля эксцентричного диполя и его недипольной составляющей. Вследствие сравнительно низкой электропроводимости мантии более высокочастотные части спектра поглощаются ею, и до поверхности Земли доходят лишь его низкочастотные компоненты. Обычно ход вековых вариаций изображается с помощью карт изопор, т.е. изолиний равных скоростей смещения поля какого-либо элемента магнетизма относительно поверхности Земли. Анализ карт изопор показывает, что именно недипольное поле вносит значительный вклад в величину вековых вариаций. При этом устанавливается, что как эксцентричный диполь, так и недипольное поле дрейфуют на запад со скоростью порядка  $0,2^\circ$  (20 км/год). При такой скорости полное обращение магнитного поля вокруг Земли совершается примерно за 2000 лет. При этом недипольное поле испытывает попеременный рост и разрушение в пределах до 10 гамм в год.

## §8. Магнитные свойства горных пород

Все горные породы, слагающие земную кору, по магнитным свойствам подразделяются на диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики. В свою очередь магнитные свойства диа-, пара- и ферромагнетиков определяются величиной магнитной восприимчивости  $\chi$  и остаточной намагниченностью  $I_n$ .

Магнитная восприимчивость характеризует способность пород намагничиваться под действием внешнего магнитного поля  $I_i$ . Она определяется из соотношения

$$\chi = I_i/H, \quad (\text{VI.30})$$

где  $I_i$  – интенсивность намагничивания. Остаточная намагниченность представляет как бы законсервированное магнитное поле прошлых геологических эпох, т.е. характеризует намагниченность пород, приобретенную ими в момент формирования.

Собственно намагниченностью  $I$  называется векторная величина, равная магнитному моменту единицы объема тела.

Величина

$$B = H + 4\pi I \quad (\text{VI.31})$$

называется магнитной индукцией и характеризует плотность магнитного потока, проходящего через поперечное сечение намагниченного тела. В системе СГС единицей магнитной индукции является гаусс, в системе СИ – тесла. Из выражения (VI.30), заменяя  $I = \chi H$  и подставляя его в (VI.31), получим

$$1 + 4\pi\chi = B/H = \mu. \quad (\text{VI.32})$$

Величина  $\mu$  называется магнитной проницаемостью. В системе СИ она измеряется в генри/м.

Диамагнетики являются практически немагнитными породами. Коэффициент магнитной восприимчивости  $\chi$  для них отрицательный ( $\chi < 0$ ) и обычно имеет порядок  $10^{-7} - 10^{-6}$  ед. СГС. К диамагнетикам относится небольшое количество пород, например каменная соль, гипс, кварц, кальцит.

Парамагнетики имеют невысокую положительную магнитную восприимчивость  $\chi$  ( $\chi > 0$ , порядка  $10^{-6}$  ед. СГС). Парамагнитными свойствами обладает большинство горных пород и минералов, например почти все осадочные породы (известняки, доломиты, песчаники, глины), многие метаморфические и магматические породы (граниты, гнейсы, роговики и др.). Магнитная восприимчивость диамагнитных и парамагнитных пород не меняется при очень широких изменениях магнитного поля  $H$  – от 0 до  $10^4$  эрстед. Кроме того, парамагнитные вещества не обладают самопроизвольной намагниченностью. В отсутствие внешнего поля их магнитный момент равен нулю. При наличии поля атомные магнитные моменты парамагнетиков ориентируются в направлении силовых линий поля.

Ферромагнетики характеризуются высокими положительными значениями  $\chi$ , достигающими до целых единиц СГС ( $\chi = 10^5$  ед. СГС).

Ферромагнитных минералов немного. Важнейшими из них являются магнетит ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), титаномагнетит ( $\text{Fe}_2\text{TiO}_4$ ), гематит ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ), ильменит ( $\text{FeTiO}_3$ ), пирротин ( $\text{FeS}$ ).

В отличие от диа- и парамагнетиков ферромагнитные минералы обладают свойством сохранять остаточную намагниченность. Поэтому их суммарная намагниченность складывается из остаточной намагниченности  $I_n$  и индуцированной внешним магнитным полем  $H$  намагниченности  $I_i$ :

$$I = \chi H + I_n \quad (\text{VI.33})$$

т.е. их магнитный момент определяется соотношением

$$M = (\chi H + I_n)V,$$

где  $V$  – объем образца.

Намагниченность диа- и парамагнетиков определяется лишь первым членом уравнения (VI.33):

$$I_i = \chi H; M = \chi HV, \quad (\text{VI.34})$$

ибо эти последние не обладают свойством сохранять остаточную намагниченность.

Магнитные свойства горных пород обусловлены содержанием ферромагнитных минералов. Эти минералы обычно рассеяны в виде мелких зерен в общей диа-парамагнитной массе, составляющей основной объем породы. Количество рассеянных (акцессорных) минералов и определяет магнитную восприимчивость  $\chi$  и остаточную намагниченность  $I_n$  горных пород.

Свойство некоторых горных пород длительное время сохранять остаточную намагниченность явилось основой для развития палеомагнитных методов исследования горных пород, позволяющих получать ценные сведения о структуре геомагнитных полей прошлых геологических эпох.

Намагниченность горных пород зависит от целого ряда факторов и, в частности, от величины напряженности магнитного поля, температуры, давления, химических изменений, времени, механических деформаций и др. Наибольший интерес для палеомагнетизма представляет намагниченность, которую приобретает горная порода при остывании в земном магнитном поле, а также при химических изменениях, например при образовании гематита. Последний, как известно, образуется при окислении магнетита. Намагниченность, приобретаемая поро-

дой, в первом случае называется термоостаточной (ТРМ), во втором – химической остаточной намагниченностью (ХОН). Термическая и химическая остаточные намагниченности являются наиболее стабильными видами намагниченности. Однако наряду с ними горные породы претерпевают и другие виды намагниченности.

Приобретаемая при этом намагниченность называется вторичной остаточной намагниченностью. Вторичную остаточную намагниченность, т.е. дополнительное изменение первично индуцированной величины и направления вектора напряженности  $H$ , горная порода приобретает в результате последующего умеренного разогрева (например, при метаморфизме) или механической деформации (при тектонических нарушениях, дислокациях, метаморфизме и т.д.), химических изменениях, а также при общем размагничивании в ходе времени или под влиянием переменных магнитных полей локального происхождения.

Намагниченность горных пород постепенно уменьшается с увеличением температуры и становится равной нулю в точке Кюри (порядка  $600^{\circ}\text{C}$ ). Точка Кюри для различных ферромагнетиков различна. Например, для магнетита она равна  $578^{\circ}\text{C}$ , гематита –  $675^{\circ}\text{C}$ , ильменита –  $100 - 150^{\circ}\text{C}$ , пирротина –  $300 - 325^{\circ}\text{C}$ .

Поскольку вторичная остаточная намагниченность, накладываясь на первичную остаточную намагниченность, затрудняет получение истинных значений  $I_n$  и  $\chi$ , образцы в процессе палеомагнитных измерений подвергают так называемой магнитной или термической чистке. Сущность магнитной чистки пород заключается в том, что образец подвергают размагничиванию в плавно меняющемся переменном магнитном поле, в результате чего нестабильная вторичная остаточная намагниченность удаляется, а более стабильная первичная остаточная намагниченность сохраняется как бы в чистом виде. Размагничивание производится в пространстве, изолированном от влияния геомагнитного поля Земли, для чего обычно используются кольца Гельмгольца.

Сущность термической чистки заключается в том, что образец нагревают до температуры несколько ниже точки Кюри и затем охлаждают. Цикл «нагревание – охлаждение» повторяют несколько раз, контролируя при этом изменение магнитной восприимчивости  $\chi$ . Последнее необходимо для исключения из опытов образцов, в которых в результате нагрева произошли необратимые химические и структурные изменения. Наличие этих изменений обычно контролируется по колебаниям  $\chi$  (20 % от первоначального значения).

Отношение  $I_n/I_i = Q$  называется числом или фактором Кенигсбергера. Величина  $Q$  меняется от 1 до 100 и более единиц. Это свидетельствует о том, что локальные остаточные магнитные аномалии, наблюдаемые на поверхности Земли, обусловлены в большинстве случаев величиной  $I_n$ , а не  $I_i$ . Для термоостаточной намагниченности фактор  $Q$ , как правило, больше единицы. В то же время для нормальной намагниченности (например, осадочных пород) он составляет десятые, сотые доли единицы (Белоконь и др., 1973). С другой стороны, фактор  $Q$  до некоторой степени исключает влияние концентрации акцессорных, что позволяет сравнивать магнитные свойства различных пород. При наличии большого количества определений  $Q$  в разновозрастных толщах пород (порядка 100 и более) фактор  $Q$  может характеризовать релаксационный спад первичной намагниченности пород (рис. 39) и тем самым их относительный возраст.

Промежуток времени, в течение которого магматические, метаморфические и осадочные породы приобретают тот или иной вид намагниченности, зависит от скорости остывания магм или скорости седиментации и диагенеза. Он может меняться в пределах от нескольких часов до десятков и тысяч лет. Следовательно, в одной и той же толще магматических или осадочных пород вектор  $I_n$  будет меняться по разрезу.

Рис. 39. Изменение фактора  $Q$  в зависимости от возраста пород (по Белоконь и др., 1973)

## §9. Основные формулы палеомагнитных реконструкций

Оживление идей мобилизма А. Вегенера началось в начале 50-х годов прежде всего благодаря успехам палеомагнетизма. При измерении намагниченности осадочных и магматических горных пород было установлено, что в течение геологической истории земное магнитное поле неоднократно меняло знак полярности, причем интервал инверсии составлял всего 10 – 12 тыс. лет. Одновременно была обнаружена неустойчивость положения виртуальных (наблюденных) магнитных полюсов на поверхности Земли. В кембрии (580 млн. лет назад) они располагались в районе экватора и в дальнейшем мигрировали к современному своему положению. Но что самое удивительное, геомаг-

нитные полюса, определенные по различным континентам для одной и той же эпохи, не формировались в дипольном поле, а группировались роями по каждому континенту, располагаясь друг от друга на многие тысячи километров.

Объяснить эти данные палеомагнетизма, по мнению большинства исследователей, можно было только с помощью допущения дрейфа огромных континентально-океанических плит. Дело в том, что современное магнитное поле Земли на первый взгляд мало отличается от поля диполя: ось магнитного поля отклонена от оси вращения на  $11,5^\circ$  (рис. 40). Отсюда было сделано два предположения: 1) магнитное поле и в прошлом было полем диполя, 2) ось диполя в первом приближении можно считать совпадающей с осью вращения Земли. Принятие этих гипотез при условии постоянства радиуса Земли и отсутствия каких-либо перемещений блоков коры (кроме видимых) с момента своего образования и до сего времени оставляло только один путь объяснения

Рис. 40. Схема, иллюстрирующая отсчет полярного расстояния  $\theta$  и  $\theta_g$  для точек земной поверхности А и А<sub>г</sub> для наблюдаемого расхождения осей вращения Земли и магнитного диполя;  
 $\varphi$  – широта

дисперсии геомагнитных полюсов – перемещением континентов таким образом, чтобы для каждой эпохи образовывалось не пять, а только два полюса, что необходимо для удовлетворения гипотезы осесимметричного диполя.

В результате в литературе появились многочисленные реконструкции взаимного положения материков для различных геологических эпох. Поразительная односторонность интерпретации данных палеомагнетизма видна из высказывания одного из теоретиков мобилизма Ф. Стейси: «Если принять гипотезу осевого диполя, то различие между кривыми (траекториями дрейфа полюсов для различных континентов. – В.О.) можно объяснить только континентальным дрейфом».

Однако полностью принять оставленные в свое время идеи А. Вегенера было нельзя. «Выявление» особого типа «океанической» коры и открытие в конце 50-х – начале 60-х годов мировой системы рифтовых

хребтов послужило основой для проверки вегенеровского механизма дрейфа легких сиалических глыб материков в тяжелом субстрате симы.

В 1961 г. Р. Дитц, а затем Г. Хесс предложили новый вариант мобилизма, получивший название спрединга, т. е. расширения (точнее, разрастания) дна океана. Теперь уже материковые глыбы не блуждали в одиночестве в море магмы. Они вместе с наращиваемой кромкой океанической коры отплывали в обе стороны от рифтовой щели, откуда, по мнению авторов, происходило непрерывное поступление базальтовой магмы. Трудно предположить, что внедряющиеся в узкую (не более 10 км шириной) рифтовую трещину дайки способны отодвинуть в обе стороны гигантские блоки материково-океанических плит. Поэтому после Ф. Вайна и Д. Мэтьюза, попытавшихся согласовать инверсии магнитного поля Земли А. Кокса со знакопеременными полосовыми аномалиями над океаническими рифтовыми хребтами и механизмом спрединга, добавилась существенная деталь, а именно – литосферные плиты, которые отодвигались от рифтов конвективными течениями в мантии (Ле Пишон, Франшто, Бонин, 1977). При этом избыток новообразованной коры предположительно поглощался возле материковых окраин и островных дуг, подныривая под них вдоль плоскостей Бенъофа (так называемая субдукция земной коры).

Таким образом, вся тектоника и эволюция перисферы Земли сводились к умозрительным механическим построениям, в основе которых лежали одни гипотезы и удивительная тенденциозность в толковании фактического материала.

В результате сложилась цепь гипотетических умозаключений – сначала гипотеза осесимметричного диполя, потом практически полная, кроме горизонтальных смещений, инертность каменной оболочки, затем вязкие течения в мантии (имеющей, кстати, плотность стали) и, наконец, спрединг и субдукция – т.е. все то, что мы сегодня называем неомобилизмом. Не будем повторять общеизвестную критику этой гипотезы, ныне поспешно переводимой в ранг теории. Мы просто покажем, что «палеомагнитный фундамент» этой гипотезы, являющейся, как мы видели, опорой всего этого «архитектурного сооружения», так же умозрителен и далек от реальности, как и представления о существовании «океанического» типа коры (Орлёнок, 1980).

В основе всех «определений» координат виртуальных палеомагнитных полюсов лежит известное соотношение:

$$\operatorname{tg} I = 2 \operatorname{tg} \varphi_m \quad (\text{VI.35})$$

где  $I$  – наклонение магнитного поля (рис. 41);  $\varphi_m$  – палеомагнитная широта в месте измерения.

Формула (VI.35) позволяет по углу наклона вектора магнитного поля  $T$  определить магнитную широту, на которой данная порода приобрела свою намагниченность в момент образования при условии дипольного характера магнитного поля Земли. Это следует из того, что данная формула получается из выражений для вертикальной ( $Z$ ) и горизонтальной ( $H$ ) составляющих поля диполя:

$$H = \frac{M}{R^3} \sin \Theta; Z = \frac{2M}{R^3} \cos \Theta; \quad (\text{VI.36})$$

$$\frac{Z}{H} = 2 \operatorname{ctg} \Theta,$$

Рис. 41. Элементы земного магнетизма и их смещение при наклонах блока коры

где  $\theta$  – угловое расстояние полюса от точки отбора образца (см. рис. 40);  $M$  – магнитный момент;  $R$  – расстояние от центра диполя до точки измерения поля. Угол  $\theta$  можно выразить через широту  $\varphi_m$ :

$$\theta = \varphi_m + \pi, \operatorname{ctg} \theta = \operatorname{tg} \varphi_m, \quad (\text{VI.37})$$

откуда

$$Z/H = 2 \operatorname{tg} \varphi_m. \quad (\text{VI.38})$$

Но из элементов земного магнетизма вертикальную и горизонтальную составляющие можно выразить также через полный вектор  $T$  и наклонение  $I$  (рис. 42):

$$Z = T \sin I; H = T \cos I; Z/H = \operatorname{tg} I. \quad (\text{VI.39})$$

Рис. 42. Элементы земного магнетизма на плоскости

Сравнивая выражения (VI.38) и (VI.39), получаем формулу (VI.35).

Вычисление географических координат виртуальных магнитных полюсов осуществляется по формулам сферической тригонометрии:



$$\sin \Phi = \sin \varphi \sin \varphi_m + \cos \varphi \cos \varphi_m \cos D,$$

$$\sin(\Lambda - \lambda) = \frac{\cos \varphi_m \cos D}{\cos \Phi} \quad (\text{VI.40})$$

где  $\varphi$  и  $\Lambda$ ,  $\Phi$  и  $\lambda$  – соответственно географическая и магнитная широта и долгота точки наблюдения и виртуального магнитного полюса, определяемого по этой точке;  $D$  – магнитное склонение (см. рис. 41).

Однако современное магнитное поле Земли лишь в первом приближении можно аппроксимировать полем диполя. По данным Ф. Стейси, ось диполя не совпадает с осью вращения Земли на  $11,5^\circ$  (см. рис. 40), а его центр смещен относительно центра Земли к северу на 300 – 400 км. Следовательно, даже для современной эпохи формула (VI.35) очень приближенная.

Между тем известно, что современное геомагнитное поле представляет собой сумму нескольких полей – дипольного, недипольного и локального. Недипольное поле совпадает с конфигурацией материков, поэтому его иногда называют материковым. Интенсивность этого поля может быть соизмерима с интенсивностью на геомагнитных полюсах. Например, поле Сибирской аномалии достигает значения  $47,8 \text{ А}\cdot\text{м}^{-1}$ , близкое к этому значению наблюдается на Северном магнитном полюсе.

Из вышесказанного становится ясно, что вектор намагничивания горных пород никогда не будет строго ориентирован по магнитному меридиану, а будет представлять собой некоторую результирующую между полем диполя, материковой и локальной аномалиями (рис. 43). Обращаясь к реальной модели магнитного поля Земли, когда диполь не является осесимметричным (т. е. наклонен к оси вращения на  $11,5^\circ$  для точек, расположенных по разную сторону от оси вращения), магнитные широты и, следовательно, координаты полюсов будут определяться по

Рис. 43. Схема, иллюстрирующая появление эффективного вектора намагниченности  $I_n^*$ , направление которого отличается на угол  $D$  от направления истинного магнитного  $I_n$ ; МП – магнитный полюс

разным формулам, существенно отличающимся от формулы (VI.35). Как видно из рис. 40, полярное расстояние  $\theta$  и  $\theta_1$  для точек соответственно А и А<sub>1</sub> будет равно  $\theta = \psi - \varphi_m$  и  $\theta_1 = \pi - (\psi + \varphi_m)$ , откуда  $\operatorname{tg} I_1 = 2\operatorname{ctg}(\psi - \varphi_m)$ ,  $\operatorname{tg} I_2 = 2\operatorname{ctg}[\pi - (\psi + \varphi_m)]$ , или

$$\operatorname{tg} I_1 = 2 \frac{1 + \operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \varphi_m}{\operatorname{tg} \psi - \operatorname{tg} \varphi_m} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} I_2 = 2 \frac{1 - \operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \varphi_m}{\operatorname{tg} \psi + \operatorname{tg} \varphi_m}. \quad (\text{VI.41})$$

Полученные выражения позволяют определить магнитную широту  $\varphi$ , если известны не только  $I_1$  и  $I_2$ , но и угол:

$$\varphi_m = \operatorname{arctg} \left[ \frac{0,5 \operatorname{tg} I \operatorname{tg} \psi - 1}{\operatorname{tg} \psi + 0,5 \operatorname{tg} I_1} \right], \quad (\text{VI.42})$$

либо

$$\varphi_m = \operatorname{arctg} \left[ \frac{1 - 0,5 \operatorname{tg} I_2 \operatorname{tg} \psi}{0,5 \operatorname{tg} I_2 + \operatorname{tg} \psi} \right]. \quad (\text{VI.43})$$

Но эту задачу можно решить только для современной эпохи, для которой  $\psi$  известен. Что же касается прошлых эпох, то относительно величины  $\psi$  мы ничего не можем сказать. Вероятнее всего, она была больше, судя по растущему разбросу виртуальных полюсов в глубь фанерозоя. Кроме того, нам ничего не известно о величине отклонения векторов  $I_1$  и  $I_2$  от магнитного меридиана, обусловленной изменчивыми во времени полями материковых и локальных аномалий.

### §10. Расчет виртуальных полюсов для современной эпохи

Легче всего можно оценить влияние недипольности поля, а с ним и влияние материковых и локальных аномалий на вычисление координат виртуальных и палеомагнитных полюсов, используя для этого современные карты нормального поля изоклин  $I$  или изодинам  $H$  и  $Z$ .

Для эпохи 1955 г. эта работа была проведена казанскими геофизиками А.Ю. Дикгофом и В.В. Гавриловым. Расчеты проведены по формулам дипольного приближения (VI.38) и (VI.40), применяемым в палеомагнетизме. Аналогичные измерения в том же году были выполнены автором для эпохи 1975 г. ЛОИЗМИРАН СССР. Координаты виртуальных полюсов определялись из выражения (VI.40):

$$\Lambda = \left[ \arcsin \left( \frac{\cos \varphi_m \cos D}{\cos \Phi} \right) \right] + \lambda ;$$

$$\Phi = \arcsin(\sin \varphi \sin \varphi_m + \cos \varphi \cos \varphi_m \cos D), \quad (\text{VI.44})$$

где  $\varphi$ ,  $\lambda$  – широта и долгота точек наблюдения;  $D$  – магнитное склонение в тех же точках;  $\Phi$ ,  $\Lambda$  – широта и долгота виртуального магнитного полюса, соответствующего точке наблюдения. Расстояние  $l$  между каждой парой полюсов находилось из выражения

$$l = \arcsin[\sin \Phi_R \sin \Phi_P + \cos \Phi_R \cos \Phi_P \cos(\Lambda_R - \Lambda_P)] \frac{2\pi R}{360^\circ}, \quad (\text{VI.45})$$

где  $\Phi_R \Lambda_R$  и  $\Phi_P \Lambda_P$  – географические и магнитные координаты магнитных полюсов;  $R$  – радиус Земли.

Оказалось, что магнитные полюса для разных континентов группируются в различных местах, как и по палеомагнитным измерениям (рис. 44). При этом разброс полюсов для Австралии составил более 800 км, Северной Америки – 1600 км, Африки – 2000 км, Евразии – 2200 км, Южной Америки – 2800 км. Максимальный разброс между полюсами составляет 4000 км, или  $34^\circ$  по долготе. Результаты получены по картам нормального поля, т. е. по картам, на которых влияние материковых и локальных аномалий, а также поля вариаций  $\Delta T$  исключены.

Если бы эти же расчеты были выполнены по современным породам (магматическим и осадочным), взятым непосредственно в местах их образования, то из-за влияния упомянутых аномалий разброс оказался бы еще большим.

Теперь для удовлетворения условия дипольности геомагнитного поля мы должны были бы произвести взаимное перемещение континентов для приведения пяти осредненных и виртуальных полюсов к одному Северному полюсу. В соответствии с теорией диполя (VI.35) географическая широта реконструированных пунктов наблюдения должна быть равна их магнитной широте, а долгота остается прежней. Учет деформации кручения производится по величине магнитного склонения  $D$ , взятой с карты нормального поля с обратным знаком (при положительном  $D$  точка отклоняется к востоку от Гринвичского меридиана, при отрицательном – к западу). Результаты приведены на рис. 45.

Рис. 44. Положения виртуальных магнитных полюсов, определенные по современному нормальному полю для различных континентов в предположении дипольной природы поля (по А.Ю. Дикгофу, В.В. Гаврилову):  
I – Евразия; II – Африка; III – Австралия; IV – Северная Америка; V – Южная Америка

Наши континенты действительно «поехали». Австралия сместилась на юг на 1300 км (!), испытав при этом деформации, – ее протяженность увеличилась на 500 км. Африка передвинулась к югу на 750 – 3000 км и так же деформировалась (сжалась) на 1750 км. Южная Америка «поехала» на юг на 1250 км, испытав частично растяжение на 2000 км. Отдельные части Северной Америки отдрейфовали на север

Рис. 45. Пример «реконструкции» современного положения материков (пунктиром) по предвычисленным координатам виртуальных магнитных полюсов (по А.Ю. Дикгофу, В.В. Гаврилову)

на расстояние от 150 до 2700 км и растянулись на 850 км против прежних своих размеров. Отдельные пункты Евразии, деформируя последнюю, сместились на север и юг на 25 – 300 и местами на 500 – 2000 км.

### **§11. Критика палеомагнитных реконструкций неомобилизма**

Приведенного материала, видимо, достаточно, чтобы поставить под сомнение методы и весь смысл палеомагнитных реконструкций в современной «глобальной тектонике плит».

Попытки же использовать для доказательства дипольности поля и совпадения его оси с осью вращения Земли осредненных данных  $\Phi$  и  $\Lambda$  за 2000 и 7000 тыс. лет (Ботт, 1974), по существу, еще дальше уведут от реальности. Ведь за столь ничтожный период поле не стало диполь-

ным. Наоборот, оно оказалось еще в большей степени, чем современное, «загрязнено» недипольной составляющей. И вообще, осесимметричный диполь отражает высшую степень симметрии планеты, которой она может достигнуть (а может и не достигнуть) на определенной ступени своей эволюции. Следовательно, у нас нет оснований считать, что на раннем фанерозойском этапе развития Земля имела симметрию в главных своих полях более высокую, чем в настоящее время. Современный разбаланс осей вращения и диполя не является чем-то исключительным для Земли. Он наблюдается и на других планетах. Например, у Марса угол между осью вращения и осью диполя составляет  $15 - 20^\circ$ , у Юпитера –  $15-24^\circ$ , а на Меркурии диполь смещен относительно центра на 0,47 его радиуса (Долгинов, 1974).

Из вышесказанного ясно, что чем дальше мы будем уходить в прошлое Земли, тем больше и хаотичнее разброс виртуальных геомагнитных полюсов будем получать. Причина же этого заключается не в дрейфе материково-океанических глыб, а в существенной недипольности земного магнитного поля, росте мультипольности его в прошлые эпохи, усугубленном влиянии аномальных составляющих.

Теперь рассмотрим другой, не менее важный для данной проблемы вопрос, а именно – предположение об отсутствии каких-либо перемещений блоков коры (кроме видимых складок и наклонов пластов) с момента своего образования (и, следовательно, намагничивания) и до настоящего времени.

Выше было показано, что Земля вследствие непрерывной потери (диссипации) водорода, гелия, тепла, уплотнения протопланетного вещества в связи с ростом металлического ядра теряет массу и уменьшается в объеме, т. е. испытывает сжатие (контракцию). В результате, как показали расчеты, только за период фанерозоя радиус планеты уменьшился на 261 км (Орлёнок, 1980). Каменная оболочка Земли (перисфера) будет пассивно следовать за сокращающимся объемом планеты. Поэтому внешним проявлением контракции станут нисходящие разноамплитудные и разновременные проседания вдоль радиуса отдельных блоков перисферы. Возникающие при этом глобальные наклоны крупных сегментов оболочки и связанные с ними гравигенные течения осадочных и метаморфических пород будут приводить к нарушению пространственной ориентации блоков пород вместе с жестко связанной с ними первоначальной геомагнитной системой координат (см. рис. 41, с. 170). Следовательно, на поверхности Земли не будет ни одного аб-

солотного уровня отсчета палеомагнитных векторов. С момента своего образования блок, которому принадлежит взятый для определения  $\Phi$  и  $\Lambda$  образец, претерпел в ходе нисходящей динамики перисферы столько наклонов и поворотов, что совершенно невозможно решить, относительно какого направления ориентирована в настоящее время структура. Учет видимых деформаций, как мы теперь понимаем, не решает проблемы, ибо они характеризуют только относительное, а не абсолютное смещение.

Таким образом, даже отрешась от природы поля (пусть оно было бы дипольным), мы все равно не можем установить положение первоначального магнитного меридиана, измеряя  $I$  и  $D$  для той или иной эпохи. Поэтому получаемые элементы палеомагнетизма – это не истинные значения, а какие-то «кажущиеся»  $I^*$  и  $D^*$ , которые в лучшем случае смогут характеризовать суммарную амплитуду вертикальной динамики и наклонов локальных блоков и крупных регионов каменной оболочки в геологическом прошлом, а не «истинное» положение древних геомагнитных полюсов. Прямая корреляция между вариациями палеомагнитных широт с ускорением вертикальных прогибаний перисферы на всех континентальных платформах в известные периоды фанерозоя как нельзя лучше подтверждает сказанное.

Итак, результирующий характер и существенная недипольность поля, а также вертикальная ундуляция поверхности каменной оболочки Земли в процессе контракции исключают сколько-нибудь удовлетворительное использование палеомагнитных «определений» координат кажущихся виртуальных полюсов для целей реконструкции горизонтальных перемещений отдельных участков земной поверхности в геологическом прошлом. Поэтому широко распространенную методологию подобных построений следует признать ошибочной. Весь же «палеомагнитный фундамент» тектоники плит можно квалифицировать как цепь умозрительных построений, не имеющих ничего общего с реальными процессами и моделями.

Остаточная намагниченность горных пород осадочного, метаморфического и магматического происхождения представляет собой вектор, направление которого является равнодействующей суммы векторов дипольного поля Земли  $\vec{I}_0$ , поля данной материковой аномалии  $\vec{I}_m$ , поля локальной аномалии  $\vec{I}_L$  и поля вмещающих пород  $\vec{I}_p$ :  $\vec{I}_n = [\vec{I}_0 + \vec{I}_m + \vec{I}_L + \vec{I}_p]$ .

Следовательно, вектор  $\vec{I}_n$  в реальных средах должен отличаться от истинного направления геомагнитного поля  $\vec{I}_n^0$  даже в момент своего образования, что и подтверждается существующим разбросом вычисленных по остывающим лавам действующих в настоящее время вулканов геомагнитных полюсов и их отклонения от современного положения геомагнитного полюса. Этот факт, с одной стороны, свидетельствует как будто бы в пользу действенности вывода палеомагнитных измерений о миграции геомагнитных полюсов, наиболее заметных для пород возраста свыше 30 млн. лет. С другой стороны, он должен был бы насторожить исследователей относительно более отдаленных экстраполяции векторов  $\vec{I}_n$  по древним породам.

Измеряемый в современных лавах и осадочных породах (прошедших стадию диагенеза) вектор  $\vec{I}_n$  является, по существу, некоторой эффективной величиной. Его разность с направлением вектора  $\vec{I}_n^0$  современного геомагнитного поля позволяет определить наклоны (уклонения) поверхности отдельных сегментов перисферы на настоящей стадии аккреции Земли:  $\vec{I}_n - \vec{I}_n^0 = \Delta\vec{I}_n$ , а величина  $\frac{\vec{I}_n^0}{\vec{I}_n} = \delta\vec{I}_n$  - меру этого уклонения.

Построение такой карты «магнитной ундуляции» позволит установить глобальный характер современных опусканий поверхности Земли и уточнить конфигурацию главных волн контракции, основные черты которых отражены в современной топографии планеты и на карте геоида.

Вся совокупность геологических и геофизических данных свидетельствует о пространственной и вертикальной нестабильности земной коры. Причем амплитуда вертикальных перемещений и их производных по другим направлениям достигает сотен и тысяч метров в относительном исчислении и сотен километров – в абсолютном. В пределах современных главных волн контракции, каковыми являются материковые и океанические области, в глобальном плане будут фиксироваться основные направления перемещений перисферы – от свода к периферии и от склонов к центру впадины и их более высокие составляющие. Так не эти ли региональные направления палеомагнитных векторов принимаются за смещение геомагнитных полюсов? В разные эпохи разные участки перисферы испытывали различные ускорения проседаний и сопровождающие их региональные наклоны обширных сегмен-



тов перисферы. Не эту ли закономерность фиксируют изменения направления палеомагнитных векторов в различные геологические эпохи?

Метод восстановления динамики локальных геологических структур по палеомагнитным реконструкциям векторов ныне успешно применяется в практике геологических изысканий. Этот метод в свете вышесказанного может быть успешно применен для более широких реконструкций динамики перисферы без перемещений материковых глыб. Современный палеомагнетизм довольно односторонне изучает богатейшую информацию, выделяя лишь воздействие геомагнитного поля эпохи образования пород. Однако горные породы несут в себе следы более сильных воздействий, а не только магнитного поля Земли. В результате опускания обширных сегментов перисферы на более низкие уровни и, как следствие этого, образования наклонов и связанных с ними течений осадочных пород, их смятия происходит нарушение пространственной ориентации пород и обширных участков поверхности Земли вместе с жестко связанной с ними системой магнитных координат. Эти явления, а не гипотетический дрейф континентов определяют кажущуюся миграцию геомагнитных полюсов. Таким образом, интерпретация палеомагнитных данных пока еще не однозначна, а их изучение нельзя считать завершенным.

Если обратить внимание на то, что большинство реконструкций выполнено по образцам вулканических и осадочных пород, взятых в складчатых областях (т.е. в зонах перисферы, характеризующихся наиболее высокими амплитудами вертикальных и других перемещений пород), то остается только удивляться, каким образом удается получить «согласование» измерений даже в пределах одного региона. Другой до конца не решенной проблемой является вращение вектора намагниченности под действием одноосного давления. А как поведет себя этот вектор при объемном всестороннем сжатии, сочетающемся с изменением температуры нагрева пород, фактором времени и т. д.? Много неясного в оценке стабильности остаточной намагниченности и уверенного разделения ее с вторичной намагниченностью. Нередко последняя оказывается не менее стабильной, чем первичная, а если ее вектор близок к  $I_n$  или совпадает с ним, то выделить ее вообще нельзя. Л.Е. Шолпо приводит пример несогласованности докарбоновых палеомагнитных векторов по Русской и Сибирской платформам, обусловленной высокой вторичной намагниченностью, которую трудно «отчистить». Недостаточно изучены также явления магнитной анизотропии.

тропии различных видов, ее изменчивость при длительных и высоких давлениях.

Резко отличаются от неомобилистских реконструкций палеоклиматические реконструкции Н. М. Страхова, согласно которым билатеральная зональность на континентах существовала на протяжении всего фанерозоя. Смещение же линии экватора к северу в девоне и карбоне вполне объяснимо сравнительно небольшим изменением наклона оси вращения Земли, что, возможно, регулировалось приливным взаимодействием системы Земля – Луна.

Таким образом, в современных палеореконструкциях векторов наклона магнитного поля отсутствуют исследования, позволяющие уверенно отделять горизонтальные смещения блоков от их наклонов и возможных при этом поворотов. Последнее возможно лишь при сопоставлении материалов по обширным площадям как в пределах одного блока, так и по их совокупности. Вследствие асинхронной и разноамплитудной вертикальной ундуляций перисферы с поверхностью Земли нельзя связывать жесткую систему магнитных координат и тем более отсчитывать в ней вращение палеовекторов. Именно поэтому палеореконструкции неомобилизма следует признать ненадежными и крайне дискуссионными.

## **Глава VII. МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ РЕАЛЬНЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД**

Форма и размеры магнитных аномалий тесно связаны с глубиной залегания, геометрией и намагниченностью геологических объектов.

В реальных средах, и прежде всего в земной коре, намагниченные объекты могут иметь самую различную форму и размеры. Глубина залегания их может также колебаться в значительных пределах – от 0 до 40 и более километров, причем нижняя граница расположения намагниченных тел контролируется глубиной, где породы вследствие разогрева теряют всякую намагниченность. Обычно это происходит при повышении температуры до точки Кюри титаномагнетита (порядка 600°C), являющегося наиболее распространенным ферромагнетиком в горных породах.

Иногда конфигурация объектов, обуславливающих ту или иную магнитную аномалию, может быть аппроксимирована в виде тел простой геометрической формы. Это позволяет в ряде случаев без особого труда рассчитать для таких тел напряженность магнитного поля, соз-

даваемого им на поверхности земли. Сравнивая полученные таким путем теоретические аномалии с наблюдаемыми аномалиями, можно иногда решить вопрос о форме реального намагничивающего объекта и глубине его залегания.

Определение напряженности магнитного поля по известной форме и глубине залегания намагниченного тела называется прямой задачей магнитометрии. И наоборот, определение по характеру магнитной аномалии формы и глубины залегания обусловившего ее намагниченного тела называется обратной задачей магнитометрии. Решение этих задач и составляет основу интерпретации данных магнитных измерений как на суше, так и на море. Теоретические основы методики обработки магнитометрических наблюдений в обоих случаях одинаковы.

Расчет магнитных полей производится на основе закона Кулона, согласно которому сила, действующая между двумя магнитными массами, прямо пропорциональна произведению этих масс и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними:

$$F = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}, \quad (\text{VII.1})$$

где через  $\mu$  обозначена магнитная проницаемость,  $r$  – расстояние между центрами магнитных масс  $m_1$  и  $m_2$ , где в качестве магнитной массы  $m$  выступает величина магнитного момента диполя  $M$ , деленного на расстояние  $dl$  между его полюсами  $m = M/dl$ . Размерность магнитного момента  $[m] = \text{А} \cdot \text{м}$ .

Напомним, что магнитная проницаемость  $\mu$  определяется из выражения:

$$\mu = 1 + 4\pi\chi. \quad (\text{VII.2})$$

Величина магнитной массы равна произведению интенсивности намагничения  $I$  на площадь намагниченного тела  $S$ :

$$m = IS. \quad (\text{VII.3})$$

Любое намагниченное тело можно представить в виде сочетания положительной  $+m$  и отрицательной  $-m$  магнитных масс. Форма и интенсивность магнитных аномалий зависит в первую очередь от расстояния между полярными магнитными массами и их положения относительно поверхности Земли.

Перейдем к рассмотрению решений некоторых конкретных прямых задач тел различной, но простой геометрической формы.

Ранее мы рассматривали диполь, потенциал магнитного поля которого в некоторой точке земной поверхности определялся из выражения:

$$V = \frac{M}{R^2} \cos \Theta. \quad (\text{VII.4})$$

Любое реальное намагниченное тело можно представить в виде совокупности элементарных магнитных диполей. Для одиночного диполя, заключенного в элементарном объеме  $dW$ , выражение (VII.4) с учетом  $M = IdW$  можно переписать в следующем виде:

$$dV = \frac{I \cos \Theta}{r^2} dW. \quad (\text{VII.5})$$

Но поскольку намагниченное тело состоит из множества элементарных объемов, создающих некоторое поле  $V$ , то, чтобы найти потенциал реального тела объема  $W$ , необходимо проинтегрировать величину  $dW$  по всему объему  $W$ :

$$V = \iiint_W \frac{I \cos \Theta}{r^2} dW. \quad (\text{VII.6})$$

Полученное выражение лежит в основе решения всех задач магнито-разведки. Подставляя в формулу (VII.6) конкретные значения  $W$  для тел различной формы, и затем, беря производную от потенциала по вертикальной и горизонтальной составляющей, можно получить выражение для магнитного потенциала  $V$  данного тела и его компонент  $\Delta z$  и  $\Delta H$ .

### §1. Магнитное поле вертикального стержня

Учитывая сказанное, рассмотрим поле вертикального стержня, верхний конец которого располагается на некоторой глубине  $h$  от поверхности Земли, а нижний отнесен в бесконечность таким образом что влиянием его отрицательной магнитной массы можно пренебречь (рис. 46). В этом случае поле вертикального стержня бесконечной длины можно рассматривать как поле точечного источника, (т.е. поле однополюсного магнита – монополя), создаваемого магнитной массой  $m = IS$ .

Согласно закону Кулона, потенциал такой массы определится из выражения:

$$V = \frac{m}{r}. \quad (\text{VII.7})$$

Из рис. 46 находим:

$$r^2 = h^2 + x^2. \quad (\text{VII.8})$$

Подставляя (VII.8) в формулу (VII.7) и учитывая, что  $m = IS$ , получим выражение для потенциала  $V$ :

$$V = \frac{IS}{(h^2 + x^2)^{1/2}}. \quad (\text{VII.9})$$

Значения  $\Delta z$  и  $\Delta H$  можно найти, если продифференцировать выражение для потенциала (VII.9) по  $h$  и  $x$  – соответственно:

Рис. 46. К определению магнитного поля стержня

$$\Delta z = -\frac{\partial V}{\partial h} = \frac{IS \frac{1}{2}(x^2 + h^2)^{-1/2} 2h}{x^2 + h^2} = \frac{ISh}{(x^2 + h^2)^{3/2}}; \quad (\text{VII.10})$$

$$\Delta H = -\frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{IS \frac{1}{2}(x^2 + h^2)^{-1/2} 2x}{x^2 + h^2} = \frac{ISx}{(x^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (\text{VII.11})$$

Таким образом, выражения (VII.10) и (VII.11) полностью характеризуют напряженность магнитного поля, создаваемого вертикальным стержнем бесконечной длины, при условии, что вектор намагниченности  $I$  направлен вертикально вверх, т.е. вдоль магнитного меридиана.

Положив в формулах (VII.10) и (VII.11)  $h = \text{const}$ , можно, меняя  $x$ , построить графики магнитных аномалий  $\Delta z$  и  $\Delta H$  для точечной массы (рис. 46). В частности, при  $x = 0$

$$\Delta z = \frac{IS}{h^2}; \quad \Delta H = 0. \quad (\text{VII.12})$$

Таким образом, вертикальная составляющая достигает максимального значения над центром магнитного тела, где, в свою очередь, горизонтальная составляющая обращается в нуль.

Магнитное поле  $\Delta z$  стержня в плане имеет вид изометрической аномалии. Вектор  $\Delta H$  направлен к центру стержня (рис. 46).

## § 2. Магнитное поле шара

Рассмотрим вертикально намагниченный шар, центр которого располагается на глубине  $h$  (рис. 47). Потенциал шара можно представить в виде потенциала диполя, помещенного в центр шара. Потенциал диполя определяется из выражения (VII.4):

$$V = \frac{M}{R^2} \cos \Theta.$$

Подставляя сюда  $\cos \Theta = \frac{h}{r}$ ,  $M = IW$ ,  $r^2 = h^2 + x^2$ , получим выражение для потенциала шара:

$$V = \frac{IWh}{(x^2 + h^2)^{3/2}} \quad (\text{VII.13})$$

Рис. 47. К определению магнитного поля шара

Дифференцируя  $V$  по  $h$  и по  $x$ , найдем вертикальную и горизонтальную составляющие магнитного поля шара:

$$\Delta z = -\frac{\partial V}{\partial h} = \frac{IW(2h^2 - x^2)}{(x^2 + h^2)^{5/2}}; \quad (\text{VII.14})$$

$$\Delta H = -\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{3IWhx}{(x^2 + h^2)^{5/2}}. \quad (\text{VII.15})$$

Как и в случае вертикального стержня, максимум составляющей  $\Delta z$  будет при  $x = 0$ , т.е. над центром шара (рис. 47). По мере удаления от шара графики  $\Delta z$  и  $\Delta H$  на бесконечности асимптотически стремятся к

нулю снизу. В плане магнитное поле  $\Delta z$  шара имеет форму концентрических окружностей. Вектор напряженности  $\Delta H$  направлен к центру шара (рис. 47). В отличие от поля стержня бесконечной длины для поля шара характерно присутствие отрицательных значений  $\Delta z$ .

### §3. Магнитное поле вертикального тонкого пласта

Рассмотрим поле (вдоль оси  $x$ ), создаваемое вертикально намагниченным тонким пластом бесконечной длины и мощностью  $l$ . Предположим, что  $l \ll h$  и пласт простирается в направлении оси  $y$  (рис. 48).

В этом случае влиянием магнитных масс, сосредоточенных на нижней кромке пласта, можно пренебречь и рассматривать лишь магнитные массы, сосредоточенные вдоль поверхностной кромки пласта в виде линейных полюсов.

Магнитная масса единицы длины  $dy$  будет равна:

$$\frac{dm}{dy} = l. \quad (\text{VII.16})$$

Рис. 48. К определению магнитного поля тонкого пласта

Точка, лежащая на оси  $x$ , имеет координаты  $x, 0, R$ , точка  $N$ , лежащая на кромке пласта –  $0, y, 0$ . Поэтому  $r^2 = x^2 + y^2 + h^2$ , и потенциал элементарного столба, вырезанного из данного пласта (рис. 48), будет равен:

$$dV = \frac{dm}{r} = \frac{l dy}{\sqrt{x^2 + y^2 + h^2}}. \quad (\text{VII.17})$$

Вертикальная  $\Delta z$  и горизонтальная  $\Delta H$  – составляющие этого элементарного столба – будут равны соответственно:

$$dz = -\frac{\partial(dV)}{\partial h} = \frac{l h dy}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}; \quad (\text{VII.18})$$

$$dH = -\frac{\partial(dV)}{\partial h} = \frac{Ilxdy}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (\text{VII.19})$$

Для того чтобы найти значения  $\Delta z$  и  $\Delta H$  от всей пластины, необходимо полученные выражения проинтегрировать в бесконечных пределах:

$$\Delta z = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Ilhdy}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}}; \quad (\text{VII.20})$$

$$\Delta H = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Ilxdy}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (\text{VII.21})$$

Для решения этих интегралов воспользуемся подстановкой Эйлера:

$$x^2 + h^2 = r^2; \quad y = r \operatorname{tg} \varphi; \quad -\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}.$$

Тогда

$$y^2 = r^2 \operatorname{tg}^2 \varphi; \quad dy = \frac{r}{\cos^2 \varphi}. \quad (\text{VII.22})$$

Подставим полученное выражение (VII.22) в (VII.20):

$$\begin{aligned} \Delta z &= Ilh \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\frac{rd\varphi}{\cos^2 \varphi}}{\left(r^2 + r^2 \operatorname{tg}^2 \varphi\right)^{3/2}} = Ilh \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{rd\varphi}{\cos^2 \varphi (r^2 + r^2 \operatorname{tg}^2 \varphi)^{3/2}} = \\ &= Ilh \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{rdr}{\cos^2 \varphi \cdot r^3 (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)^{3/2}}. \end{aligned}$$

Учитывая, что  $\frac{1}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi} = \cos^2 \varphi$ , после подстановки в последний интеграл получаем:

$$\Delta z = Ilh \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos \varphi d\varphi}{r^2} = \frac{Ilh}{r^2} \sin \varphi \Big|_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} = \frac{2Ilh}{x^2 + h^2}.$$



Итак, для вертикальной составляющей  $\Delta z$  вертикального тонкого пласта имеем:

$$\Delta z = \frac{2Ih}{x^2 + h^2}. \quad (\text{VII.23})$$

Решая аналогичным образом интеграл (VII.21), получаем выражение для горизонтальной составляющей  $\Delta H$ :

$$\Delta H = \frac{2Ix}{x^2 + h^2}. \quad (\text{VII.24})$$

При  $x = 0$ ,  $\Delta H = 0$ ,  $\Delta z = \frac{2I}{h}$ , т.е. график  $\Delta z$  имеет максимум над центром пласта и асимптотически стремится к нулю при удалении от кромки пласта (рис. 48).

График  $\Delta H$  имеет минимум под центром пласта и два смещенных экстремума – положительный и отрицательный с асимптотическим стремлением к нулю вдали от кромки пласта (рис. 48).

Поле изодиан  $\Delta z$  тонкого пласта имеет изометрическую, вытянутую вдоль простирания пласта форму. Вектор  $\Delta H$  направлен к осевой линии пласта.

#### **§4. Магнитное поле вертикального толстого пласта**

Если вертикальный пласт имеет ширину  $l$ , большую глубины его залегания  $h$ , ( $l > h$ ), то такой пласт можно аппроксимировать пачкой тонких пластов (рис. 49).

Интегрируя выражение для  $\Delta z$  и  $\Delta H$ , полученные для тонкого пласта (VII.23) и (VII.24) по всей ширине  $l$  (вдоль оси  $x$ ), найдем значения поля вертикальной и го-

Рис. 49. К определению магнитного поля пласта большой мощности

ризонтальной составляющих магнитного поля для пласта большой мощности:

$$\Delta z = \int_{-l}^{+l} \frac{2Ih dx}{x^2 + h^2}; \quad \Delta H = \int_{-l}^{+l} \frac{2Ix dx}{x^2 + h^2}. \quad (\text{VII.25})$$

Оба интеграла табличные и легко вычисляются:

$$\Delta z = 2Ih \frac{1}{h} \operatorname{arctg} \frac{x}{h} \Big|_{-l}^{+l} = 2I \left( \operatorname{arctg} \frac{x+l}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x-l}{h} \right).$$

Применив известные формулы преобразования:

$$\operatorname{arctg} A - \operatorname{arctg} B = \operatorname{arctg} \frac{A - B}{1 + AB},$$

получим:

$$\Delta z = 2I \operatorname{arctg} \frac{2lh}{h^2 + x^2 - l^2}; \quad (\text{VII.26})$$

$$\Delta H = 2I \ln \frac{h^2 + (x+l)^2}{h^2 + (x-l)^2}. \quad (\text{VII.27})$$

Формулы (VII.26) и (VII.27) справедливы в том случае, если продольные размеры пласта больше, чем глубина залегания верхней грани. В этом случае влиянием нижней грани можно пренебречь. Графики, показывающие ход кривых  $\Delta z$  и  $\Delta H$  для толстого пласта, приведены на рис. 49.

Приведенные кривые  $\Delta z$  и  $\Delta H$  представляют собой сумму кривых  $\Delta z$  и  $\Delta H$  для бесконечного числа тонких пластов, на которые можно разбить пласт. Поэтому они мало отличаются и по форме и по амплитуде от кривых для тонкого вертикального пласта (рис. 48, с. 185), и лишь в плане аномалия  $\Delta z$  будет иметь большую ширину по сравнению с тонким пластом.

### §5. Магнитное поле горизонтального цилиндра

Поле цилиндра эквивалентно полю бесконечного числа вертикальных магнитных диполей, центры которых расположены на оси цилиндра. Магнитный потенциал  $V$  в точке  $P$  земной поверхности (ось  $x$ ) от элемента цилиндра равен (рис. 50):

$$dV = \frac{dm \cos \Theta}{r^2} = \frac{Ih ds dy}{r^3}, \quad (\text{VII.28})$$

где

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + h^2}, \quad \cos \Theta = \frac{h}{r}.$$

Для нахождения потенциала  $V$  по всей длине цилиндра нужно выражение (VII.28) проинтегрировать в бесконечных пределах:

$$V = Ih \iint_s ds \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}}.$$

Поскольку двойной интеграл определяет площадь поверхности сечения цилиндра

$$\iint_s ds = s,$$

Рис. 50. К определению магнитного поля горизонтального цилиндра

а второй интеграл нами уже был решен в §3, где он был равен

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}} = \frac{2}{x^2 + h^2},$$

то для потенциала цилиндра имеем:

$$V = \frac{2Ish}{x^2 + h^2}. \quad (\text{VII.29})$$

Дифференцируя полученное выражение по  $h$  и  $x$  найдем вертикальную и горизонтальную составляющие  $\Delta z$  и  $\Delta H$  магнитного поля цилиндра:

$$\Delta z = -\frac{\partial V}{\partial h} = 2Is \frac{h^2 - x^2}{(x^2 + h^2)^2}; \quad (\text{VII.30})$$

$$\Delta H = -\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{4Isx}{(x^2 + h^2)^2}. \quad (\text{VII.31})$$

Графики функций  $\Delta z$  и  $\Delta H$  приведены на рис. 50.

### §6. Магнитное поле уступа

Уступ – это вертикальный контакт двух различных пород, сильно различающихся по намагниченности (рис. 51). Это может быть сброс вдоль линии разлома, контакт кристаллических и осадочных пород и т.п.

Рис. 51. К определению магнитного поля уступа

Отнесем нижнюю кромку центра в бесконечность. Тогда положительные магнитные массы будут сосредоточены на поверхности правой плоскости уступа в виде тонкой намагниченной пластины (пространственная задача) или намагниченной нити (плоская задача, см. рис. 51).

Разобьем уступ на бесконечно большое количество тонких вертикальных слоев длиной  $dx$ . Тогда магнитная масса элемента слоя будет:

$$dm = Idx .$$

Значения  $\Delta z$  вертикальной и  $\Delta H$  горизонтальной составляющей такого тонкого слоя мы уже определяли в §3:

$$\Delta z = \frac{2Ih}{x^2 + h^2} ; \Delta H = \frac{2Ix}{x^2 + h^2} .$$

Для нахождения этих компонентов в случае уступа необходимо проинтегрировать  $\Delta z$  и  $\Delta H$  в пределах от 0 до  $\infty$  вдоль оси  $x$ :

$$\Delta z = \int_0^{\infty} \frac{2Ih dx}{x^2 + h^2} ; \Delta H = \int_0^{\infty} \frac{2Ix dx}{x^2 + h^2} . \quad (\text{VII.32})$$

Оба интеграла табличные и легко находятся:

$$\Delta z = 2I \operatorname{arctg} \frac{x}{h} \Big|_0^{\infty} = 2I \left( \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{x}{h} \right) . \quad (\text{VII.33})$$

Над уступом ( $x = 0$ )  $\Delta z = I\pi$ , вдали от него:

$$\Delta z = 2I \left( \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{x \pm l}{h} \right) ; \quad (\text{VII.34})$$

$$\Delta H = I \ln(x^2 + h^2) - I \ln h^2 = I \ln \frac{x^2}{h^2} + 1. \quad (\text{VII.35})$$

Максимум  $\Delta H$  будет располагаться над уступом (рис. 51).

### §7. Интерпретация магнитных аномалий

Анализируя полученные в предыдущем параграфе формулы для  $\Delta z$ ,  $\Delta H$  и  $V$  и соответствующие им графики, нетрудно увидеть, что тела различной формы нередко создают весьма сходные магнитные аномалии. Это обуславливает неоднозначность количественных решений обратной задачи магнитометрии в целом и геологической интерпретации магнитных наблюдений в частности. Тем не менее в ряде случаев удается оценить размеры и глубину залегания верхней, а иногда и нижней кромки магнитовозмущающих тел. При этом для упрощения вычислений приходится чаще всего исходить из предположения о вертикальном намагничении тел.

**Определение элементов залегания вертикального стержня бесконечной длины.** Изометрические аномалии  $\Delta z$  и  $\Delta T$  одного знака (см. рис. 46, с. 183) являются указанием на то, что глубина залегания нижнего края намагниченного тела весьма значительна, а поперечные размеры тела примерно соответствуют размерам и конфигурации изодианам или изолиний  $\Delta T$ . Для интерпретации таких аномалий можно использовать формулы для вертикального стержня бесконечной длины:

$$\Delta z = \frac{ISh}{(x^2 + h^2)^{3/2}}; \quad \Delta H = \frac{ISx}{(h^2 + x^2)^{3/2}}. \quad (\text{VII.36})$$

$$\Delta z_{\max}|_{x=0} = \frac{IS}{h^2}$$

Откуда легко определить глубину до верхней кромки:

$$h = \sqrt{\frac{IS}{\Delta z_{\max}}}. \quad (\text{VII.37})$$

Так как величина  $IS$  обычно неизвестна, то удобнее пользоваться другой формулой:

$$\frac{\Delta z_i}{\Delta z_{\max}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{x_i}{h_i}\right)^{3/2}}, \quad (\text{VII.38})$$

где  $\Delta z_i$  – текущее значение кривой  $\Delta z$  на пикетах профиля.

Для отношения (VII.38) можно рассчитать таблицы, из которых легко определить  $x_i/h$ .

$\Delta z_i / \Delta z_{\max}$	0,8	0,5	0,25
$x_i / h$	0,4	0,75	1,2

Например, на абсциссе  $x_{1/2}$ , где величина

$$\Delta z = \frac{1}{2} \Delta z_{\max}, \quad h = 1,38x_{1/2}. \quad (\text{VII.39})$$

По полученным таким образом значениям  $h$  и  $\Delta z_{\max}$  можно оценить величину  $IS = \Delta z_{\max} h^2$ . Если же интенсивность намагничивания  $I$  известна, например, по определениям на образцах ( $I = \chi H_0 + I_n$ ), то можно вычислить площадь верхней кромки намагниченного тела:

$$S = \frac{\Delta z_{\max} h^2}{I}. \quad (\text{VII.40})$$

**Определение элементов залегания намагниченного шара.** Интенсивная положительная изотермическая аномалия, вокруг которой располагается слабая отрицательная аномалия (см. рис. 47 на с. 184), свидетельствует о том, что нижняя кромка намагниченного тела залегает на сравнительно небольшой глубине. Для интерпретации таких аномалий можно использовать формулы для шара:

$$\Delta z = \frac{IW(2h^2 - x^2)}{(x^2 + h^2)^{5/2}}; \quad \Delta H = \frac{3IWhx}{(x^2 + h^2)^{5/2}}.$$

При  $x = 0$  получаем  $\Delta z = \frac{2IW}{h^3}$ , откуда нетрудно определить глубину над центром шара:

$$h = \sqrt[3]{\frac{2IW}{Z_{\max}}} . \quad (\text{VII.41})$$

При известном  $I$  можно оценить радиус шара и примерный объем намагниченного тела:

$$IW = \Delta z_{\max} \frac{h^3}{2} ; r = \sqrt{\frac{3z_{\max} h^3}{8\pi I}} ; W = \frac{4}{3} \pi r^3 . \quad (\text{VII.42})$$

**Определение элементов залегания тонкого пласта бесконечной длины.** Вытянутые аномалии одного знака свидетельствуют о большой глубине залегания нижней кромки намагниченного тела, форма которого, очевидно, близка к вертикальному пласту бесконечного простираения (см. рис. 48 на с. 185). Для  $\Delta z$  и  $\Delta H$  имеем выражение:

$$\Delta z = \frac{2Ih}{h^2 + x^2} ; \Delta H = \frac{2Ix}{h^2 + x^2} ,$$

Решая оба уравнения относительно  $h$ , получим:

$$h = \frac{z}{H} x . \quad (\text{VII.43})$$

Произвольно беря  $x_i$  и соответствующие им значения  $\Delta z_i$  и  $\Delta H_i$ , легко определяем глубину залегания верхней кромки пласта. Если кривые  $\Delta z$  и  $\Delta H$  были действительно обусловлены такой формой тела, то все  $h$ , рассчитанные в нескольких точках профиля  $x$ , совпадут с небольшим разбросом. В противном случае этот разброс будет велик.

Интерпретацию можно производить также, пользуясь лишь кривой  $\Delta z$ . Решая совместно два уравнения, полученные для  $\Delta z_{\max}$  и любого текущего значения  $\Delta z_i$

$$\Delta z_{\max} = \frac{2Ih}{h} , \Delta z_i = \frac{2Ihl}{x_i^2 + h^2} ;$$

получим:

$$h = x_i \left( \frac{\Delta z_i}{z_{\max} - z_i} \right)^{1/2} . \quad (\text{VII.44})$$

В точке профиля, где  $\Delta z = \Delta z_{\max/2}$ ,  $h = x_{1/2}$ , т.е. абсциссе этой точки. Если по образцам или каким-либо иным способом определена интенсив-

ность намагничивания  $I$ , то по полученным значениям  $h$  и  $I$  можно оценить ширину намагниченного тела:

$$l = \frac{\Delta z_{\max} h}{2I}. \quad (\text{VII.45})$$

Зная  $\Delta z$  и  $h$ , легко определить намагниченность:

$$I = \frac{\Delta z_{\max} h^2}{2S}. \quad (\text{VII.46})$$

**Графические способы интерпретации.** В отличие от рассмотренных выше аналитических способов определения параметров геологического объекта, где для расчетов используются лишь отдельные экстремальные значения аномалий, в графических способах реализуется большая часть аномальной кривой  $\Delta z$ ,  $\Delta H$  или  $\Delta T$ . Это повышает точность интерпретации, что с учетом относительной простоты операций вычисления  $h$  делает графические способы предпочтительнее аналитическим.

Одним из таких способов является так называемый способ касательных, реализующий в первом приближении связь ширины аномалии с глубиной залегания намагниченного тела. В первоначальном варианте, предложенном Ю. И. Грачевым, определение глубины залегания верхней кромки магнитовозмущающих тел проводилось следующим образом:

$$h = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{x_1 - x_2}{2} \right) + \left( \frac{x'_1 - x'_2}{2} \right) \right]. \quad (\text{VII.47})$$

Значения  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x'_1$  и  $x'_2$  видны из рис. 52.

Эта формула дает весьма приближительную оценку  $h$  для тел, близких к вертикальному пласту большой мощности ( $l \geq 2h$ ), нижняя кромка которого не оказывает влияние на величину потенциала  $V$ .

В общем виде формула Грачева имеет вид:

$$h = k(x_2 - x_1), \quad (\text{VII.48})$$

Рис. 52. К определению глубины залегания верхних кромок намагниченных тел методом касательных

где  $k$  – коэффициент, зависящий от формы тела. У Грачева  $k = 1$ , однако дальнейшие исследования показали,



что для различных форм намагниченных тел коэффициент  $k$  сильно различается:

- для монополя  $k = 0,859$ ;
- для цилиндра  $k = 0,650$ ;
- для уступа  $k = 0,318$  и т.д.

Формула (VII.48) получается из выражения (Гладкий, 1967):

$$h = \frac{\Delta z_{\max}}{\Delta H_{\max}}, \quad (\text{VII.49})$$

где  $\Delta H_{\max}$  находится при помощи касательной (рис. 53).

$$\Delta H_{\max} = \frac{\Delta z_{\max}}{x_2 - x_1}. \quad (\text{VII.50})$$

Подставляя это значение в равенство (VII.49), получим (VII.48).

Более точный вариант способа касательных разработан В. К. Пятницким, показавшим необходимость учета изменения мощности и глубины кромки.

В способе Пятницкого аномалия аппроксимируется пятью касательными. Проекция отрезков ломаной линии касательных на ось  $x$  и  $x'$  связаны с глубиной и относительной мощностью магнитовозмущающих тел следующими соотношениями:

Рис. 53. К определению горизонтальной производной по вертикальной составляющей  $\Delta Z$

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{2}(x_0 - x'_0) - (x_m - x'_m); \\ m_0 &= \frac{1}{2}(x_m - x'_m). \end{aligned} \quad (\text{VII.51})$$

Вычисление глубины  $h$  и средней намагниченности  $I_{\text{ср}}$  производится по формулам:

$$h = \frac{a_0}{K_1 \left( \frac{a_0}{m_0} \right)}; I_{cp} = \frac{z_m}{K_2 \left( \frac{a_0}{m_0} \right)}. \quad (\text{VII.52})$$

Коэффициенты  $K_1$  и  $K_2$  находятся из таблицы, рассчитанной для идеальных аномалий.

Таблица VII.1

**Коэффициенты для определения глубины и намагниченности  
возмущающих тел способом В. К. Пятницкого**

$\frac{a_0}{m_0}$	$K_1 = \frac{a_0}{h}$	$K_2 = \frac{z_m}{I_{cp}}$	$\frac{a_0}{m_0}$	$K_1 = \frac{a_0}{h}$	$K_2 = \frac{z_m}{I_{cp}}$
0	3,14	6,28	4,0	2,01	3,45
0,5	2,90	5,70	4,5	1,94	3,23
1,0	2,70	5,32	5,0	1,87	2,94
1,5	2,54	4,94	5,5	1,81	2,62
2,0	2,40	4,54	6,0	1,75	2,28
2,5	2,28	4,32	6,5	1,70	2,04
3,0	2,18	3,90	7,0	1,64	1,77
3,5	2,08	3,70	7,5	1,60	1,52

**Определение глубины залегания нижних кромок намагниченных тел.** Расчет глубины залегания нижних кромок намагниченных тел позволяет в ряде случаев судить о тепловом режиме верхней мантии и земной коры океанических областей, так как намагничивание не может происходить при температуре выше точки Кюри, т.е. порядка 600°C. Вместе с тем методика определения глубины залегания нижних кромок разработана еще недостаточно.

Для вертикальных пластов ограниченной мощности используется эмпирическая формула Л. В. Булиной, предложенная в 1961 году:

$$h_2 = 2x_{min} - 1,8(l + h_1), \quad (\text{VII.53})$$

где  $h_1$  – глубина до верхней кромки, рассчитываемая по одной из формул, рассмотренных выше;  $h_2$  – глубина до нижней кромки;  $l$  – полумощность вертикального пласта;  $x_{min}$  – абсцисса точки, где  $\Delta z = \Delta z_{min}$ . Смысл этих величин хорошо виден из приведенного ниже рисунка

(рис. 54). Формула верна для  $0,5 \leq \frac{l}{h_1} \leq 2,0$ . Для

наклонных пластов и косомагничивания формула Булиной дает большие ошибки.

Показателем влияния нижней границы намагниченных тел является наличие у аномалии  $\Delta z$  ( $\Delta T$ ) краевых минимумов, расстояние между которыми зависит от глубины залегания нижней кромки магнитовозмущающих тел. Именно этот физический смысл и заложен в способе Булиной.

Рассмотренные аналитические и графические методы интерпретации магнитных аномалий  $\Delta z$  и  $\Delta H$  пригодны также и для интерпретации кривых  $\Delta T$ . При обработке магнитометрических материалов необходимо учитывать вариации геомагнитного поля.

Рис. 54. К определению глубины залегания нижних кромок намагниченных тел методом Л.В. Булиной

### §8. Связь гравитационного и магнитного потенциалов

Представляет интерес сопоставить гравитационные и магнитные поля, создаваемые одними и теми же геологическими объектами, и выяснить имеется ли между ними какая-либо связь.

Сопоставим между собой гравитационный ( $V$ ) и магнитный потенциалы ( $U$ ):

$$V = G\rho \int_w \frac{dm}{r}; \quad (\text{VII.54})$$

$$U = \frac{Idm}{r^2} \cos\Theta. \quad (\text{VII.55})$$

Дифференцируя (VII.54), получим:

$$dV = G\rho \frac{dm}{r}, \quad (\text{VII.56})$$

откуда:

$$\frac{dV}{G\rho} = \frac{dm}{r}. \quad (\text{VII.57})$$

Из выражения (VII.55) имеем:

$$rdU = \frac{Idm}{r} \cdot 1 \quad (\text{VII.58})$$

(так как  $\cos\Theta = 1$  при  $\Theta = 0$ , считаем намагниченность пород вертикальной, т.е. приведенной к магнитному полюсу). Здесь  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ .

Найдем частные производные от правой части выражения (VII.57):

$$\frac{\partial}{\partial x} \int \frac{dm}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} = \frac{\partial}{\partial x} \int \frac{dm}{r} = \frac{1}{G\rho} \frac{\partial V}{\partial x}; \quad (\text{VII.59})$$

(так как  $\int \frac{dm}{r} = \frac{V}{G\rho}$ , что следует из (VII.54)).

Далее:

$$\frac{\partial}{\partial y} \int \frac{dm}{r} = \frac{1}{G\rho} \frac{\partial V}{\partial y}; \quad (\text{VII.60})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \int \frac{dm}{r} = \frac{1}{G\rho} \frac{\partial V}{\partial z}. \quad (\text{VII.61})$$

Подставим (VII.59, VII.60, VII.61) в (VII.58):

$$rdU = \frac{I}{G\rho} \left( \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z} \right). \quad (\text{VII.59})$$

Введем единичный вектор  $\vec{i}$ , совпадающий с вектором намагниченности  $\vec{I}$ ,

$$\vec{i} = \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z}. \quad (\text{VII.62})$$

Тогда выражение (VII.59) можно переписать в виде:

$$U = \frac{I}{G\rho} \frac{\partial V}{\partial \vec{\alpha}}. \quad (\text{VII.63})$$

Это выражение называется уравнением Пуассона. Оно устанавливает связь между гравитационным и магнитным потенциалами. В частности, из соотношения (VII.63) следует, что магнитный потенциал равен произведению гравитационного потенциала, умноженного на коэффи-

циент  $\delta = \frac{I}{G\rho}$ , который для каждой данной аномалии будет величиной постоянной, т.е.

$$U = \delta \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \alpha} = \text{const} . \quad (\text{VII.64})$$

### §9. Трансформации потенциальных полей

При геофизических, гравимагнитных исследованиях, например в океане, измерительный комплекс аппаратуры помещается либо на корабле, либо в приповерхностном слое воды. Аномалиеобразующие тела залегают в толще земной коры на различных уровнях подо дном океана. Поэтому все измерения, производимые фактически с поверхности воды, как бы удалены от объектов в верхнее полупространство на расстояние, равное глубине океана в точке наблюдения. Аналогичная ситуация возникает при наблюдениях на суше, когда поверхность кристаллического фундамента, где сосредоточены основные аномалиеобразующие массы, отделена от поверхности наблюдения осадочной толщей. Такое удаление от источников аномалий, конечно, ослабляет наблюдаемые на поверхности потенциальные поля и ухудшает их разрешающую способность.

Попытки улучшить информацию путем наблюдений с приборов, буксируемых вблизи поверхности дна, хотя и дают положительные результаты, однако ввиду сложности и высокой стоимостью технического исполнения не выходят за рамки экспериментов. К настоящему времени разработан целый арсенал методов, позволяющих решить этот вопрос аналитически, используя лишь наблюденные значения  $\Delta z$  ( $\Delta T$ ) или  $\Delta g$ . Наиболее употребительными методами преобразования потенциальных полей являются осреднение, аналитическое продолжение (трансформация) поля в верхнее или нижнее полупространство, вычисление высших производных потенциала.

Поле аномалий  $\Delta g$  и  $\Delta T$ , взятое, например, вдоль некоторого профиля, представляет чаще всего довольно сложную кривую. Она отражает суперпозицию взаимного влияния различных тел, расположенных на разных уровнях в земной коре.

Удаляясь или приближаясь к аномальным массам, мы будем тем самым ослаблять или усиливать те или иные аномалии, потому как в

общем виде величина потенциала обратно пропорциональна расстоянию до возмущающего объекта:

$$V = G \frac{m}{r}.$$

Гравитационный и магнитный потенциалы являются гармоническими функциями, т.е. слабо меняющимися при малых приращениях аргумента и дважды дифференцируемые. Однако, строго говоря, магнитный потенциал не вполне отвечает этому требованию, так как в знаменателе имеет квадрат расстояния ( $r^2$ ), а не первую степень ( $r$ ), как у гравитационного потенциала.

Согласно теореме Гаусса о среднем значении гармонической функции, она обладает важным свойством: будучи заданной на плоскости и на сфере, гармоническая функция может быть определена в любой точке пространства. Иными словами, значение гармонической функции, например, в центре круга равно интегральному среднему ее значения на окружности (плоская задача).

При этом оказывается, что при пересчете поля в верхнее и нижнее полупространства наиболее сильно изменяется поле от небольших по размерам объектов, расположенных близко к поверхности. Поле от глубоко расположенных крупных геологических объектов мало подвержено изменению при трансформациях. Пересчитывая поле  $\Delta g$  или  $\Delta T$  вверх, мы в значительной степени исключаем влияние локальных структур и подчеркиваем поле, вызванное действием крупных региональных объектов.

С другой стороны, пересчитывая наблюдаемое поле в нижнее полупространство, например на уровень кристаллического фундамента, мы в значительной мере усиливаем интенсивность локальных аномалий, вызванных близко расположенными к поверхности небольшими объектами.

Таким образом, операция трансформации аналогична фильтрации: при пересчете вверх подавляются высокочастотные составляющие кривых  $\Delta g$  или  $\Delta T$  и выделяются низкочастотные, при пересчете вниз, наоборот, происходит усиление высокочастотного фона аномалий и относительное уменьшение низкочастотных составляющих. Аналогичный пересчету в верхнее полупространство эффект производит осреднение поля по площадям. Вычисление высших производных  $\Delta g$  или  $\Delta T$ , так же как и пересчет в нижнее полупространство, усиливает высокочастотные составляющие поля.

Расчет поля в верхнее полупространство можно производить с помощью интеграла Пуассона:

$$V(0, -h) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V(x, 0)h}{h^2 + x^2} dx. \quad (\text{VII.65})$$

Применение этого интеграла обусловлено важным свойством гармонических функций, которые, будучи заданными на сфере или плоскости, могут быть определены в любой точке пространства.

Таким образом, зная распределение  $\Delta g$  или  $\Delta T$  на поверхности воды или Земли, можно рассчитать их значение выше или ниже этой поверхности. Эта операция и выполняется с помощью интеграла (VII.65).

Для вычисления выражения (VII.65) введем новые переменные:

$$\varphi = \arctg \frac{x}{h}; \quad d\varphi = \frac{h}{h^2 + x^2} dx.$$

Получим

$$V(0, -h) = \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} V(\varphi, 0) d\varphi, \quad (\text{VII.66})$$

или, полагая  $\Delta\varphi = \frac{\pi}{n}$ , где  $n$  – целое число, получим приближенную формулу для численного интегрирования:

$$V(0, -h) \approx \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{V}_i, \quad (\text{VII.67})$$

где  $\bar{V}_i$  – среднее значение функции  $\Delta g$  на  $i$ -м интервале профиля, который виден из точки  $(0, -h)$  под углом  $\Delta\varphi$ .

Вычисление  $V(0, -h)$  выполняется с помощью палетки, для построения которой нужно из точки  $(x = 0, z = -h)$  провести вниз лучи под углом  $\Delta\varphi = \frac{\pi}{n}$ . Высота пересчета определяется расстоянием линии  $-h$  до оси  $x$  в горизонтальном масштабе кривой  $\Delta g(x)$ .

В основе пересчета потенциальных полей в нижнее полупространство лежит следующее свойство потенциальных функций: значение

функции в центре окружности (плоская задача) равно ее среднему значению по окружности (рис. 55). Используя это свойство, наблюдаемое значение функции  $\Delta g(x)$  или  $\Delta T$  в произвольной точке  $(0, 0)$  профиля можно рассматривать как значение в центре круга.

На этом основании для вычисления значений  $\Delta g$  и  $\Delta T$  в точке  $(0, -h)$  нижнего полупространства можно положить значение функции в центре приблизительно равным среднему арифметическому в четырех равноотстоящих на окружности

Рис. 55. К расчету трансформации потенциальных полей в нижнее полупространство

точки с радиусом  $h$ , т.е.

$$V(0, -h) = 4V(0, 0) - [V(-h, 0) + V(0, -h) + V(h, 0)] \quad (\text{VII.68})$$

Таким образом, для определения  $V(0, -h)$  по формуле (VII.68) нужно предварительно найти рассмотренным выше способом значения функции в точке  $(0, h)$ .

Имеются и другие формулы для пересчета полей, которые используют только значение поля на уровне съемки, например формула В.Н. Страхова:

$$\begin{aligned} U(0, h) = & 7,3029U(0, 0) - 2,3258[U(0, 5h, 0) + U(-0, 5h, 0)] - \\ & - 0,5683[U(h, 0) + U(-h, 0)] - 0,1931[U(2h, 0) + U(-2h, 0)] + \\ & + 0,0178[U(3h, 0) + U(-3h, 0)] - 0,0411[U(6h, 0) + U(-6h, 0)] - \\ & - 0,0030[U(9h, 0) + U(-9h, 0)]. \end{aligned}$$

Следует отметить, что при пересчете в нижнее полупространство сильно возрастают влияния ошибок измерений. Поэтому для их уменьшения производят предварительно на каждом уровне пересчета сглаживание кривой  $\Delta g$  или  $\Delta T$ . Разумеется, что эти операции ведут и к искажению первичной информации, появлению ложных аномалий или, наоборот, затушеванию существующих аномалий. Поэтому прове-



дение операций трансформации требует выполнения высокоточных наблюдений.

## **Глава VIII. ОСНОВЫ ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ**

### **§1. Деформации и напряжения в горных породах. Закон Гука**

Горные породы, слагающие земную кору, являются продуктами дезинтеграции и переотложения преимущественно магматических пород, вынесенных на поверхность вулканизмом. Наряду с неизменными магмами низы земной коры состоят преимущественно из метаморфических пород. Верхнюю часть разреза повсеместно, кроме докембрийских щитов, слагают осадочные породы различной мощности и происхождения. Средняя толщина земной коры составляет около 33 км. Под подошвой коры залегает малоизмененное первичное планетное вещество мантии – так называемое протовещество.

Породы, слагающие земную кору, и вещество глубоких недр планеты обладают различными упругими свойствами, обусловленными их различным петрографическим составом и термодинамическими условиями залегания. Под упругими свойствами понимается сопротивление среды изменению объема и формы пород под действием внешней силы.

Деформация породы происходит вследствие смещения атомов, молекул или ионов узлов кристаллической решетки вещества (жидкого, твердого или газообразного) от положения их равновесия. Внутренние силы взаимодействия между указанными компонентами вещества препятствуют этой деформации и стремятся вернуть смещенные атомы, молекулы или ионы в положение равновесия. В результате этого в породе возникают колебания частиц. Эти колебания распространяются на соседние объемы пород и таким образом происходит образование и распространение упругих колебаний (сейсмических волн) во все стороны от приложенной силы. В качестве таковой может выступать землетрясение, ядерные или обычные (тротиловые) взрывы и тому подобное. Способность пород передавать на большие расстояния с определенной скоростью упругие деформации определяет основы сейсмологии земной коры и глубоких недр планеты, недоступных прямым наблюдениям.

Рассмотрим воздействие внешних сил на горную породу. Обозначим через  $\sigma$  напряжение, т.е. поверхностную плотность силы, возникающую в некотором элементарном объеме тела.

В твердой, лишенной пор породе напряжение определяется выражением:

$$\sigma = F/S, \quad (\text{VIII.1})$$

где  $S$  – площадь, на которую воздействует сила  $F$ . В обычной пористой породе площадь  $S$  состоит из площади контакта  $S_0$  минеральных зерен и  $S_n$  – площади пор:

$$S = S_0 + S_n. \quad (\text{VIII.2})$$

В поровом пространстве напряжений нет, т.е. напряжение возникает только на контактах минеральных зерен:

$$\sigma' = F/S_0. \quad (\text{VIII.3})$$

Поскольку  $S_0 < S$ , то с увеличением пористости напряжение  $\sigma'$  возрастает.

Под воздействием внешних сил  $F$  горная порода испытывает изменение объема, линейных размеров и формы. Все эти изменения называются деформацией.

Возникновение той или иной деформации зависит от величины внешней нагрузки или характера внутренних связей между частицами породы. Если тело испытывает продольное напряжение (сжатие или растяжение), например, вдоль одной оси  $x$ :

$$\sigma_x = F/x,$$

то ему соответствует относительная деформация  $\varepsilon_x$ . Тогда

$$\sigma_x = F/x, \text{ или } \sigma_x = E\varepsilon_x. \quad (\text{VIII.4})$$

Это закон Гука, согласно которому малым напряжениям в среде соответствуют малые деформации, или гармонические колебания. В дифференциальной форме закон Гука будет иметь вид:

$$\sigma_x = E(\partial U/\partial x). \quad (\text{VIII.5})$$

Здесь  $E$  – модуль упругости (модуль Юнга). В сейсмике он представляет собой физическую константу среды:

$$E = \rho c^2, \quad (\text{VIII.6})$$

где  $\rho$  – плотность, г/см<sup>3</sup>,  $c$  – скорость упругих волн м/с. Величина  $\partial U / \partial \alpha > 0$ , когда под влиянием внешней силы  $\sigma_x$  частицы среды сближаются, т.е. происходит сжатие среды. При  $\partial U / \partial \alpha < 0$  частицы среды отходят друг от друга и возникает растяжение.

Поскольку величина  $\sigma_x$  представляет собой давление  $P$ , то закон Гука позволяет рассчитать акустическое давление в любой точке среды.

Рис. 56. Деформации объема среды при движении Р-волн (а); деформации сдвига при движении S-волн (б)

Если деформация вызывает касательное напряжение (см. рис. 56), то она определяется углом сдвига  $\alpha$  или деформацией сдвига  $\delta$ , где  $\delta = \operatorname{tg} \alpha$ , или  $\delta = \Delta d / d$ :

$$\tau = G \delta. \quad (\text{VIII.7})$$

Здесь  $G$  – модуль сдвига. Это закон Гука для сдвиговых деформаций, или деформаций формы.

Закон Гука в своей линейной части (см. рис. 57) характеризует область упругой деформации, происходящей в малом отрезке времени (доли секунды). Однако упругое тело Гука в геологическом масштабе времени (тысячи, миллионы лет) может вести себя как пластичное те-

ло, т.е. подчиняться нелинейным законам Максвелла. Такую среду называют телом Максвелла. В общем случае деформация в твердых породах складывается из упругой  $f_1(\sigma)$  и пластичной  $f_2(\sigma, t)$ , т.е.:

$$\Delta U = f_1(\sigma) + f_2(\sigma, t). \quad (\text{VIII.8})$$

Таким образом, горные породы в разных временных масштабах могут одновременно рассматриваться и как упругие тела Гука, и как пластичные тела Максвелла. Если величина деформации превышает пределы прочности пород, то наступает их разрушение.

Рис. 57. К иллюстрации закона Гука:  
 ОА – область упругой деформации;  
 АВ – область пластичной деформации

Величина таких деформаций слишком велика и выходит далеко за пределы условий возбуждения малых (гармонических) колебаний. Поэтому мы их здесь не будем рассматривать.

Модуль Юнга  $E$  и модуль сдвига  $G$  являются основными упругими характеристиками среды. Их размерность –  $\text{кг/см}^2$  или  $\text{н/м}^2$  (СИ). Для оценки отношения между продольными ( $\Delta U/U$ ) и поперечными ( $\Delta d/d$ ) деформациями вводится коэффициент Пуассона (безразмерная величина):

$$\chi = \frac{E - 2G}{2G}. \quad (\text{VIII.9})$$

Весьма важно отметить, что через модуль Юнга и модуль сдвига можно определить скорость распространения упругих волн – объемных, называемых продольными волнами  $c_p$  – и сдвиговых волн, называемых поперечными волнами –  $c_s$ :

$$c_p = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (\text{м/с}); \quad c_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (\text{м/с}), \quad (\text{VIII.10})$$

где  $\rho$  – плотность среды.

Существует весьма важное соотношение скорости продольных волн к скорости поперечных –  $c_p/c_s$ , которое является, по существу, функцией коэффициента Пуассона:

$$\frac{c_p}{c_s} = \sqrt{2 \frac{1-\chi}{1-2\chi}}. \quad (\text{VIII.11})$$

Для осадочных пород, вследствие низкого сопротивления сдвигу рыхлых отложений, величина  $c_p/c_s$  может достигать больших значений:

$$c_p/c_s = 1,4 \div 14 \text{ и более.}$$

Для кристаллических магматических и метаморфических пород это соотношение лежит в более узких пределах:

$$c_p/c_s = 1,7 \div 1,9.$$

Из приведенного видно, что скорость упругих волн в породах зависит главным образом от их плотности и практически не зависит от частоты колебаний. Последняя оказывает сильное влияние на поглощение волн.

## §2. Волновое уравнение

Если к горной породе приложить внешнюю силу, вызывающую напряжение (взрыв), то, как было показано выше, произойдет деформация, смещение частиц породы на расстояние  $x$  в направлении действия силы  $F(\sigma)$ . Так как частицы пород жестко связаны между собой таким образом, что смещение одной частицы вызывает смещение другой и т.д. (принцип домино), произойдет распространение упругой гармонической деформации с некоторой скоростью. Найдем уравнение возникающих при этом гармонических колебаний частиц. Для простоты ограничимся вначале случаем, когда напряжение действует вдоль одной координаты  $x$ . Согласно второму закону Ньютона,

$$ma=F, \quad (\text{VIII.12})$$

где  $a$  – ускорение,  $m$  – масса частицы,

$$a = \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}. \quad (\text{VIII.13})$$

Величина  $U = x$  характеризует смещение частиц от некоего положения равновесия. Обозначим массу частицы как произведение объема  $V$  на плотность  $\rho$ :

$$m = V \cdot \rho = \Delta x \Delta y \Delta z \cdot \rho. \quad (\text{VIII.14})$$

Перепишем выражение (VIII.13) с учетом (VIII.14) и (VIII.15):

$$F = m \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \Delta x \Delta y \Delta z \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}. \quad (\text{VIII.15})$$

Если силы действуют вдоль одной оси  $x$ , то сумма всех сил  $F$  будет равна сумме напряжений  $\sigma_x$ , действующих на соответствующую площадь (объем)  $S$ :

$$\sum F = \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} S, \quad (\text{VIII.16})$$

где  $S = \Delta x \Delta y \Delta z$ .

Подставим (VIII.16) в левую часть уравнения (VIII.15) и после сокращения получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \rho &= \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \\ (\rho &= m/V). \end{aligned} \quad (\text{VIII.17})$$

Теперь воспользуемся законом Гука (VIII.4):

$$\begin{aligned} \sigma_x &= E \varepsilon_x, \\ \text{где } \varepsilon_x &= \frac{\partial U}{\partial x}; \sigma_x = \frac{\partial U}{\partial x} E. \end{aligned} \quad (\text{VIII.18})$$

В итоге получаем волновое уравнение вида:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \left( \frac{E}{\rho} \right) \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}. \quad (\text{VIII.19})$$

Здесь коэффициент  $\frac{E}{\rho}$  есть не что иное, как квадрат скорости распространения продольной волны в породе  $c_p$ :

$$c_p = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (\text{VIII.20})$$

или

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = c_p^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}. \quad (\text{VIII.21})$$

Это и есть уравнение распространения упругих гармонических колебаний части среды вдоль координаты  $x$ , фронт которых имеет вид плоскости. Отсюда название – уравнение плоских волн.

Для полного определения распространения колебаний необходимо задать начальные и граничные условия. Начальные условия характеризуют состояние колеблющегося источника в начальный момент времени, т.е. при  $t = 0$ .

$U(x,0) = U(x)$  – смещение частиц среды,

$\frac{\partial U}{\partial t} = \varphi(x)$  – скорость смещения в начальный момент времени  $t$ .

Граничные условия показывают характер волнового колебания на границах вдоль оси  $x$ , т.е. при  $x = 0$  и  $x = l$ :

$$\left. \begin{aligned} U(0,t) &= 0 \\ U(l,t) &= \varphi(t) \end{aligned} \right\}$$

Совокупность начальных и граничных условий называется также крайними условиями. Уравнение (VIII.21) представляет собой линейное дифференциальное уравнение 2-го порядка. Его общее решение имеет вид:

$$\begin{aligned} U = A \cos \omega \left( t - \frac{x}{c} \right) + iA \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right) + \\ + B \cos \omega \left( t + \frac{x}{c} \right) + iB \sin \omega \left( t + \frac{x}{c} \right), \end{aligned} \quad (\text{VIII.22})$$

где  $A$  и  $B$  – постоянные интегрирования, зависящие от крайних условий. Первые два слагаемых в правой части уравнения (VIII.22) выражают плоскую волну, распространяющуюся в положительном направлении оси  $x$ , вторые два выражают обратную, т.е. отраженную от границы  $l$ , волну, возвращающуюся к источнику (рис. 58). В безграничной среде отраженной волны не будет, т.е. уравнение примет вид:

$$U = A \cos \omega \left( t - \frac{x}{c} \right), \quad (\text{VIII.23})$$

где  $A$  характеризует амплитуду смещения  $U$  в точке  $x = 0$ , т.е. амплитуду источника возбуждения. Колебания частиц среды вдоль оси  $x$  создаются движением бесконечной плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны.

Рис. 58. Образование прямой и отраженной волн в океане:  
 $U_1^I$  – отраженная от дна;  $U_2$  – отраженная от поверхности акустического  
фундамента;  $U_1^{II}$  – двукратно отраженная от дна волна

### §3. Акустическое давление и колебательная скорость плоской волны

Введение понятия звукового потенциала  $U$  позволяет определить ряд важных параметров плоской волны. Потенциал  $U$  в безграничной среде определяется выражением:

$$U = A \cos \omega \left( t - \frac{x}{c} \right). \quad (\text{VIII.24})$$

Производная потенциала  $U$  по времени, умноженная на плотность среды  $\rho$ , характеризует акустическое давление  $P$  плоской волны:



$$P = -\rho \frac{\partial U}{\partial t} = \rho \omega A \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right). \quad (\text{VIII.25})$$

Амплитуда акустического давления  $P_m$  равна:

$$P_m = \rho \omega A. \quad (\text{VIII.26})$$

Производная потенциала  $U$  по направлению  $x$  определяет колебательную скорость плоской волны:

$$V = -\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\omega A}{c} \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right). \quad (\text{VIII.27})$$

Амплитуда колебательной скорости  $V_m$  равна:

$$V_m = \frac{\omega A}{c}. \quad (\text{VIII.28})$$

Величина  $\frac{\omega}{c} = k$  называется волновым числом, показывающим, сколько длин волн  $\lambda$  укладывается на расстоянии  $x = 2\pi$ , т.е.

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (\text{VIII.29})$$

Сравнивая выражения (VIII.25) и (VIII.27), видим, что под знаком синуса стоит одно и то же выражение  $\omega \left( t - \frac{x}{c} \right)$ . Это значит, что в плоской волне акустическое давление  $P$  и колебательная скорость  $V$  распространяются синфазно.

Взяв отношение  $\frac{P_m}{V_m}$ , получим:  $\frac{P_m}{V_m} = \frac{\rho \omega A c}{\omega A} = \rho c$ ; таким образом,

$$\frac{P_m}{V_m} = \rho c = \gamma. \quad (\text{VIII.30})$$

Полученное выражение называется акустическим сопротивлением (импедансом) среды.

Интенсивность  $I$  акустических колебаний плоской волны определяется из соотношения:

$$I = \frac{1}{2} P_m V_m = \rho \omega A \frac{\omega A}{c} = \frac{1}{2} \rho k \omega A^2, \text{ т.е. } I = \frac{1}{2} \rho k \omega A^2. \quad (\text{VIII.31})$$

Выражения (VIII.26), (VIII.28) и (VIII.31) показывают, что амплитуды акустического давления, колебательной скорости и интенсивности плоской волны не зависят от расстояния  $x$ , т.е. плоская волна в однородной непоглощающей среде распространяется без потерь. Это объясняется тем, что при постоянной скорости и бесконечной длине фронта волновые поверхности при удалении от источника колебаний не увеличиваются.

В реальных средах при возбуждении упругих колебаний в воде или в твердых породах интенсивность акустических колебаний по мере удаления от источника возбуждения уменьшается. Это ослабление интенсивности вызвано главным образом геометрическим расхождением, т.е. увеличением фронта волновой поверхности при удалении от источника и рассеянием энергии ударного импульса на мелкомасштабных, соизмеримых с длиной волны неоднородностях среды. При наличии границ раздела энергия уменьшается также за счет частичного отражения волн от этих границ.

Рассеяние энергии акустического излучения за счет превращения ее в тепло обычно не принимается в расчет ввиду слабого влияния этого фактора на величину поглощения. Таким образом, движение акустической волны в реальных средах рассматривается как адиабатический процесс, т.е. процесс, не сопровождающийся теплопередачей.

Уравнение плоской волны с учетом поглощения морской воды имеет вид:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{4}{3} \cdot \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t}. \quad (\text{VIII.32})$$

Здесь  $\mu$  – коэффициент сдвиговой вязкости, зависящий от температуры и солености морской воды. Он уменьшается с увеличением температуры и увеличивается с увеличением солености. Последний член в правой части уравнения (VIII.32) и определяет поглощающие свойства среды.

Вещественная часть этого уравнения имеет вид:

$$U = A e^{-\alpha x} \cos \omega \left( t - \frac{x}{c} \right), \quad (\text{VIII.33})$$

где  $A$  – амплитуда колебаний источника в начальный период времени  $t=0$ ,  $\alpha$  – коэффициент поглощения, измеряемый в неперах, или в обратных единицах длины, или в децибелах и имеющий размерность ( $\text{см}^{-1}$ ). При этом

$$1 \text{ нп/см} = 8,686 \text{ дб/км.} \quad (\text{VIII.34})$$

Согласно Стоксу, коэффициент поглощения по амплитуде равен:

$$\alpha = \frac{8\pi^2 \mu f^2}{3\rho a^2} = Af^2. \quad (\text{VIII.35})$$

Отсюда видно, что поглощение пропорционально квадрату частоты и коэффициенту вязкости среды  $\mu$ . Последний измеряется в пуазах и имеет размерность г/см·с.

Из формулы (VIII.33) можно заключить, что амплитуда акустических колебаний плоской волны уменьшается с расстоянием  $x$  по экспоненциальному закону  $e^{-\alpha x}$ .

В соответствии с полученным выражением (VIII.33) формулы для амплитуд акустического давления, колебательной скорости и интенсивности для поглощающей среды примут вид:

$$\left. \begin{aligned} P_m &= \rho \omega A e^{-\alpha x} \\ V_m &= \frac{\omega A}{c} e^{-\alpha x} \\ I &= \frac{1}{2} \rho k \omega A^2 e^{-\alpha x} \end{aligned} \right\}, \quad (\text{VIII.36})$$

Таким образом, плоская волна в поглощающей среде будет характеризоваться затуханием пропорционально члену  $e^{-\alpha x}$ .

Анализ формулы Стокса (VIII.35) показывает, что поглощение увеличивается с увеличением частоты колебаний. В сейсмическом диапазоне частот, т.е. при  $f = 5 \div 1000$  гц, коэффициент поглощения в морской воде близок к нулю.

В твердых средах он зависит от плотности, пористости и размеров зерен породы. Например, в осадочных породах  $\alpha$  выше, чем в кристаллических (базальтовых, гранитных). При этом величина коэффициента поглощения на высоких частотах обусловлена главным образом текстурными неоднородностями пород (пористостью, размером зерен, тонкой слоистостью и т.д.). На низких частотах  $\alpha$  зависит от крупномасштабных неоднородностей разреза.

В морской воде поглощение наиболее ощутимо для высокочастотных колебаний (порядка десятка килогерц). Оно обусловлено вязкостью воды, а также насыщенностью воды микроэлементами органиче-

ского и неорганического происхождения (фито- и зоопланктон, взвесь, пузырьки воздуха и т.д.).

Теоретический коэффициент поглощения для чистой пресной воды в децибелах на км равен:

$$\alpha = 7,4 \cdot 10^{-11} f^2, \quad (\text{VIII.37})$$

т.е. коэффициент поглощения растет пропорционально квадрату частоты. Это весьма важный вывод, на котором основан выбор частоты измерения гидроакустических систем.

На основе изучения распространения волн от атомных взрывов для частот от 16 Гц до 60 кГц для коэффициента поглощения в морской воде получена следующая эмпирическая формула:

$$\alpha = 0,036 f^{3/2} \text{дБ/км}, \quad (\text{VIII.38})$$

где  $f$  – частота в кГц.

С учетом поглощения интенсивность акустических колебаний в морской воде определяется из следующего выражения:

$$I = I_0 \cdot 10^{-0,1x}, \quad (\text{VIII.39})$$

где  $I_0$  – интенсивность в источнике,  $I$  – интенсивность на расстоянии  $x$  от источника.

#### **§4. Акустическое давление и колебательная скорость сферической волны**

Колебательная скорость и акустическое давление сферической волны определяются так же, как и для плоской волны.

Найдем колебательную скорость прямой волны:

$$\begin{aligned} V = \frac{\partial U}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{A}{r} \cos \omega \left( t - \frac{r}{c} \right) \right] = -\frac{A}{r^2} \cos \omega \left( t - \frac{r}{c} \right) + \\ &+ \frac{A\omega}{rc} \sin \omega \left( t - \frac{r}{c} \right) = \frac{A\omega}{rc} \sin \omega \left( t - \frac{r}{c} \right) - \frac{A}{r^2} \cos \omega \left( t - \frac{r}{c} \right). \end{aligned} \quad (\text{VIII.40})$$

Полученное выражение показывает, что амплитуда колебательной скорости в сферической волне в отличие от плоской волны имеет две составляющие –  $\frac{A\omega}{rc}$  и  $\frac{A}{r^2}$ , первая из которых убывает обратно пропор-

ционально расстоянию  $r$ , вторая – квадрату расстояния  $r^2$ . Отсюда следует, что на расстояниях  $r$ , больших по сравнению с длиной волны  $\lambda$ , второе слагаемое становится малым по сравнению с первым; им можно пренебречь:

$$V = \frac{A\omega}{rc} \sin \omega \left( t - \frac{r}{c} \right). \quad (\text{VIII.41})$$

Акустическое давление сферической волны определяется из выражения

$$\begin{aligned} P &= -\rho \frac{\partial U}{\partial t} = -\rho \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{A}{r} \cos \omega \left( t - \frac{r}{c} \right) \right] = \\ &= \rho \frac{A\omega}{r} \sin \omega \left( t - \frac{r\omega}{c} \right) = \frac{\rho\omega A}{r} \sin \omega \left( t - \frac{r}{c} \right). \end{aligned} \quad (\text{VIII.42})$$

Для случая  $r \gg \lambda$  отношение акустического давления к колебательной скорости равно:

$$\frac{P}{V} = \rho c, \quad (\text{VIII.43})$$

т.е. вдали от источника акустическое сопротивление сферической волны равно акустическому сопротивлению плоской волны.

Следовательно, для больших расстояний от источника, равных десяти длинам волн, сферичностью фронтов можно пренебречь и рассматривать сферические волны как плоские.

Интенсивность сферической волны вдали от источника определяется из выражения:

$$I = \frac{1}{2} P_m V_m, \quad (\text{VIII.44})$$

где  $P_m$  и  $V_m$  – амплитуды акустического давления и колебательной скорости прямой сферической волны вдали от источника. Из (VIII.41) и (VIII.42) видно, что

$$P_m = \frac{\rho\omega A}{r}; \quad V_m = \frac{A\omega}{rc} \quad (\text{VIII.45})$$

или

$$I = \frac{A^2 \omega^2 \rho}{2r^2 c} = \frac{A^2 k \omega \rho}{2r^2}. \quad (\text{VIII.46})$$

Таким образом, интенсивность сферической волны в однородной непоглощающей среде убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника. С физической стороны это соответствует увеличению волновой поверхности при удалении от источника.

Мощность, переносимая сферической волной вдали от источника, определяется как произведение интенсивности на сферическую поверхность  $S$ :

$$W=IS, \quad (\text{VIII.47})$$

так как  $S = 4\pi r^2$ ,  $I = \frac{A^2 k \omega \rho}{2r^2}$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ , то

$$W = \frac{4\pi^2 A^2 \omega \rho}{\lambda}. \quad (\text{VIII.48})$$

Следовательно, мощность излучения пропорциональна квадрату амплитуды и обратно пропорциональна длине излучаемой волны.

## §5. Отражение волн на границе вода – дно

Эта чрезвычайно важная задача позволяет понять физику процесса формирования звукового поля выше и ниже границы раздела вода-дно в океане. Впервые она была решена в полной мере для продольных и поперечных волн Л. М. Бреховским (1957). Здесь мы дадим упрощенное решение этой задачи.

Рассмотрим случай, когда образование поперечной волны в морском грунте не происходит. С физической точки зрения такая задача соответствует отражению волны от границы двух жидких сред. В первом приближении такой подход дает удовлетворительное решение для оценки условий формирования отражений на границе вода-дно и одновременно упрощает анализ.

Предположим, что источник колебаний (взрыв) находится в водном слое, откуда прямая волна  $U$ , падая на границу  $z$ , разделяющую две среды с разным акустическим импедансом –  $\rho_1 c_1$  и  $\rho_2 c_2$ , образует отраженную волну  $U_2$  и проходящую под дно (преломленную) волну  $U_3$  (рис. 59). Представим волны  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  в виде составляющих вектора  $K$  по осям координат  $x$ ,  $z$  (плоская задача). Вектор  $K$  будет перпендикулярен поверхности волнового фронта и определяет направление луча:  $K_z = K \cos \alpha$ ;  $K_x = K \sin \alpha$ ,

$$K^2 = K_x^2 + K_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2. \quad (\text{VIII.49})$$

С учетом этого решение волнового уравнения для падающей  $U_1$ , отраженной  $U_2$  и преломленной волн  $U_3$  будет иметь вид:

$$U_1 = f\left(t - \frac{x \sin \alpha - z \cos \alpha}{c_1}\right), \quad (\text{VIII.50})$$

$$U_2 = Rf\left(t - \frac{x \sin \alpha + z \cos \alpha}{c_1}\right), \quad (\text{VIII.51})$$

$$U_3 = Wf\left(t - \frac{x \sin \beta - z \cos \beta}{c_2}\right). \quad (\text{VIII.52})$$

Здесь  $R$  – коэффициент отражения от дна,  $W$  – коэффициент преломления;  $\alpha, \beta$  – углы падения, отражения и преломления;  $c_1, c_2$  – скорость звука выше и ниже границы раздела (дна моря).

Выберем начало координат на границе, т.е.  $z = 0$ . Так как среда непрерывна, то нормальные смещения на границе  $U_1, U_2$  и  $U_3$  также непрерывны и равны

$$U_1 + U_2 = U_3. \quad (\text{VIII.53})$$

Давление  $P$  также должно быть равно по обе стороны от границы, так как в противном случае среда на границе  $z = 0$  будет терпеть разрыв и волна в пространство  $\rho_2 c_2$  не пройдет. Так как

Рис. 59. Отражение звука дном моря

$$P = \rho c \frac{\partial U}{\partial z}, \quad (\text{VIII.54})$$

то равенство давлений можно записать так:

$$\rho_1 c_1^2 \frac{\partial (U_1 + U_2)}{\partial t} \Big|_{z=0} = \rho_2 c_2^2 \frac{\partial U_3}{\partial t} \Big|_{z=0}. \quad (\text{VIII.55})$$

Горизонтальные смещения равны нулю, т.е. мы предполагаем среды по обе стороны границы жидкими:

$$\left. \frac{\partial(U_1 + U_2)}{\partial x} \right|_{z=0} - \left. \frac{\partial U_3}{\partial x} \right|_{z=0} = 0. \quad (\text{VIII.56})$$

С учетом (VIII.50, VIII.51, VIII.52) полное звуковое поле на границе вода-дно будет иметь вид:

$$f\left(t - \frac{z \cos \alpha}{c_1}\right) + Rf\left(t - \frac{z \cos \alpha}{c_1}\right) = Wf\left(t - \frac{z \cos \beta}{c_2}\right). \quad (\text{VIII.57})$$

Продифференцируем обе части выражения (VIII.57) согласно граничному условию (VIII.55):

$$\begin{aligned} \frac{\partial(U_1 + U_2)}{\partial z} &= f'\left(t - \frac{z \cos \alpha}{c_1}\right) \cdot \frac{\cos \alpha}{c_1} - Rf'\left(t - \frac{z \cos \alpha}{c_1}\right) \frac{\cos \alpha}{c_1}; \\ \frac{\partial U_3}{\partial z} &= Wf'\left(t - \frac{z \cos \beta}{c_2}\right) \frac{\cos \beta}{c_2}. \end{aligned}$$

С учетом (VIII.55) получим:

$$\begin{aligned} \rho_1 c_1^2 \left[ f'\left(t - \frac{z \cos \alpha}{c_1}\right) \cdot \frac{\cos \alpha}{c_1} - Rf'\left(t - \frac{z \cos \alpha}{c_1}\right) \frac{\cos \alpha}{c_1} \right] &= \\ &= \rho_2 c_2^2 Wf'\left(t - \frac{z \cos \beta}{c_2}\right) \frac{\cos \beta}{c_2}. \end{aligned} \quad (\text{VIII.58})$$

Поскольку имеет место соотношение Снеллиуса:

$$\frac{\cos \alpha}{c_1} = \frac{\cos \beta}{c_2}, \quad (\text{VIII.59})$$

то подставим его в уравнения (VIII.57) и (VIII.58) с учетом граничных условий (VIII.55). Можно сократить в (VIII.57) обе части уравнения на

$$f\left(t - z \frac{\cos \alpha}{c_1}\right), \text{ а в уравнении (VIII.58) – на } f'\left(t - z \frac{\cos \alpha}{c_1}\right).$$

В результате получим систему двух уравнений с двумя неизвестными  $R$  и  $W$ :



$$\begin{cases} 1 + R = W \\ \rho_1 c_1^2 (1 - R) \frac{\cos \alpha}{c_1} = \rho_2 c_2^2 W \frac{\cos \beta}{c_2} \end{cases},$$

или

$$\begin{cases} 1 + R = W \\ \rho_1 c_1 \cos \alpha (1 - R) = \rho_2 c_2 \cos \beta W \end{cases}. \quad (\text{VIII.60})$$

Подставим первое уравнение во второе

$$\rho_1 c_1 \cos \alpha (1 - R) = \rho_2 c_2 \cos \beta (1 + R).$$

Решая его относительно  $R$ , получим:

$$R = \frac{\rho_2 c_2 \cos \beta - \rho_1 c_1 \cos \alpha}{\rho_2 c_2 \cos \beta + \rho_1 c_1 \cos \alpha}. \quad (\text{VIII.61})$$

Аналогично находим  $W$ :

$$W = \frac{2\rho_1 c_1 \cos \alpha}{\rho_2 c_2 \cos \beta + \rho_1 c_1 \cos \alpha}. \quad (\text{VIII.62})$$

Полученные уравнения позволяют определять коэффициенты отражения и преломления от границы вода-дно при любых углах падения. Они показывают, что эти коэффициенты зависят от акустических импедансов среды по обе стороны границы и углов падения и преломления.

Для случая нормального падения волны на границу раздела, когда  $\cos \alpha = \cos \beta = 1$ , получим известные формулы Рэлея:

$$R = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1}; \quad (\text{VIII.63})$$

$$W = \frac{2\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1}. \quad (\text{VIII.64})$$

Проанализируем полученные выражения для коэффициентов отражения и преломления в случае нормального падения волны на границу раздела.

Перепишем выражение (VIII.63) в виде:

$$R = \frac{1 - \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}}{1 + \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}}. \quad (\text{VIII.65})$$

Как видно из (VIII.65), коэффициент отражения  $R$  от дна обращается в нуль при равенстве акустических жесткостей  $\rho_1 c_1 = \rho_2 c_2$  в средах по обе стороны от границы  $z = 0$ . Если акустическая жесткость  $\rho_2 c_2$  в нижней среде много выше  $\rho_1 c_1$ , то  $R = 1$ , т.е.

$$R \approx \begin{cases} 1, & \text{при } \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} \approx 0 \\ 0, & \text{при } \rho_1 c_1 \approx \rho_2 c_2 \end{cases}. \quad (\text{VIII.66})$$

Коэффициент преломления при аналогичных условиях приобретает следующие значения:

$$W \approx \begin{cases} 0, & \text{при } \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} \approx 0 \\ 1, & \text{при } \rho_1 c_1 \approx \rho_2 c_2 \end{cases}.$$

Первое условие для  $\rho_1 c_1 \approx 0$  в реальных средах не имеет смысла, так как морская вода характеризуется конечными вещественными значениями  $\rho_1$  и  $c_1$  ( $\rho_1 \approx 1,03 \text{ г/см}^3$ ,  $c \approx 1500 \text{ м/с}$ ). Это условие может быть в первом приближении реализовано, если  $\rho_1 c_1 \ll \rho_2 c_2$ . Проведенный анализ показывает, что при равенстве акустических жесткостей воды и пород дна (что может иметь место в случае рыхлого, водонасыщенного грунта) коэффициент преломления равен:

$$W = \frac{2 \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}}{1 + \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}} \approx 1, \quad (\text{VIII.67})$$

а коэффициент отражения равен нулю, т.е. отражения от такого грунта не будет совсем. Однако коэффициент преломления, как это видно из (VIII.67), в этом случае равен единице, т.е. волна полностью, без искажений и потерь пройдет в грунт, как если бы никакой границы не было. Коэффициент отражения  $R$  приобретает максимальное значение,

равное единице, в случае резкого перепада акустических жесткостей на границе раздела вода-дно. Это имеет место, если последнее сложено весьма плотными породами – гранитами, базальтами и др. Аналогичный резкий перепад  $\rho_0 c_0 / \rho_1 c_1$  происходит на свободной поверхности моря.

Приведем два примера. Акустические сопротивления морской воды и воздуха равны соответственно  $\rho_1 c_1 = 1,0 \cdot 1,5 \cdot 10^6$ ;  $\rho_0 c_0 = 429$ . Коэффициент отражения на границе воздух-вода при падении из воды в воздух равен:

$$R = \frac{-2 \cdot 15 \cdot 10^6}{1 \cdot 1 \cdot 5 \cdot 10^6 + 429} \approx -0,99943,$$

$$W \approx 0,00057.$$

Следовательно, 99% энергии падающей волны отражается от поверхности моря с обратным знаком, т.е. поверхность моря является практически зеркальным отражателем акустической энергии. Поэтому звуки в воде практически не слышны над морем. Для границы вода-базальт получаем:  $\rho_1 c_1 = 1,5 \cdot 10^6$ ,  $\rho_2 c_2 = 3,0 \cdot 6,5 \cdot 10^6$ ;  $R = 0,86$ , т.е. примерно 5/6 падающей на границу энергии волны отражается, и лишь 1/6 проходит в грунт. Этот факт хорошо известен в морской сейсмоакустике и эхолотировании. Плотные грунты всегда дают более четкую запись отражений, чем мягкие осадочные грунты (рис. 60).

Коэффициент отражения меняет знак на обратный, если величина  $\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} > 1$ , т.е.  $\rho_1 c_1 > \rho_2 c_2$ . Перемена знака происходит при падении волны из среды с большим акустическим сопротивлением в среду с меньшим акустическим сопротивлением. Это, в частности, имеет место при отражении от свободной поверхности моря, при подходе волны снизу.

## §6. Отражение звука от слоя

Рассмотрим задачу об отражении плоской волны от однородного слоя толщиной  $h$ , падающей под горизонтальным углом  $\alpha_1$  на верхнюю и нижнюю границу слоя (рис. 61). Будем полагать, что среды 1 и 3, разделяемые слоем  $h$ , также являются однородными, т.е. распределение скорости и плотности в них по  $z$  и по  $x$  постоянны. Решение задачи впервые было изложено в работе Л. М. Бреховских (1957). Им мы и воспользуемся.



Эта задача имеет важное приложение для сейсмоакустики и гидроакустики. В частности, таким слоем можно аппроксимировать толщу океанических осадков, подстилаемых базальтовым фундаментом, что справедливо для волн низкой частоты, соизмеримых с мощностью осадочной толщи, либо с каким-нибудь верхним слоем осадков, например, до первой отражающей границы (горизонт А). Мощность этого неконсолидированного слоя в океане в среднем меняется в пределах 150 – 300 м.

Рис. 61. Отражение звука от тонкого слоя

При прохождении волны через слой происходит интерференция (сложение) колебаний от верхней и нижней границ слоя. Поэтому для результирующего акустического поля в слое  $h$  можно написать следующее выражение:

$$U_2 = (W_2 e^{-ik_2 z \cos \alpha_2} + R_2 e^{ik_2 z \cos \alpha_2}) e^{ik_2 x \sin \alpha_2}. \quad (\text{VIII.68})$$

Ранее было показано, что отношение акустического давления к колебательной скорости при нормальном падении плоской волны на границу раздела двух сред характеризует волновое сопротивление (импеданс) среды ( $\rho c$ ). При произвольном падении  $\alpha$

$$\frac{P}{V} = \frac{\rho c}{\cos \alpha} = \gamma. \quad (\text{VIII.69})$$

Здесь мы обозначим акустический импеданс буквой  $\gamma$ , чтобы не путать с координатой  $z$ .

При смене направления распространения волны  $\cos \alpha$  меняет знак и

$$\frac{P}{V} = -\gamma. \quad (\text{VIII.70})$$

В соответствии с этим будем считать, что среды 1, 2, 3 (рис. 61) характеризуются импедансом:

$$\gamma_j = \frac{\rho_j c_j}{\cos \alpha_j}, \text{ где } j=1, 2, 3... \quad (\text{VIII.71})$$

Найдем акустическое давление и колебательную скорость, создаваемые результирующим полем  $U_2$  в слое  $h$  (Бреховских, 1957):

$$V_2 = -\frac{\partial U_2}{\partial z} = ik_2 \cos \alpha_2 (W_2 e^{-ik_2 z \cos \alpha_2} - R_2 e^{ik_2 z \cos \alpha_2}) \cdot e^{ik_2 x \sin \alpha_2};$$

$$P_2 = -i\omega\rho \frac{\partial U_2}{\partial t} = -i\omega\rho (W_2 e^{-ik_2 z \cos \alpha_2} + R_2 e^{ik_2 z \cos \alpha_2}) \cdot e^{ik_2 x \sin \alpha_2}.$$
(VIII.72)

В соответствии с формулой (VIII.69) отношение  $\frac{P_2}{V_2}$  на границе  $z=0$  должно равняться импедансу среды 1, т.е.

$$\frac{P_2}{V_2} = \gamma_2 \left( \frac{W_2 + R_2 e^{i2k_2 z \cos \alpha_2}}{W_2 - R_2 e^{i2k_2 z \cos \alpha_2}} \right) \Big|_{z=0} = \gamma_2 \frac{W_2 + R_2}{W_2 - R_2}, \quad (\text{VIII.73})$$

откуда

$$\frac{P_2}{V_2} = \gamma_1 = \gamma_2 \frac{W_2 + R_2}{W_2 - R_2}, \text{ или } \frac{R_2}{W_2} = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}. \quad (\text{VIII.74})$$

На верхней границе слоя, т.е. при  $z = h$ , из выражений (VIII.72) имеем:

$$\gamma_1 = \frac{P_2}{V_2} \Big|_{z=h} = \frac{W_2 e^{-ikh_2 \cos \alpha_2} + R_2 e^{ikh_2 \cos \alpha_2}}{W_2 e^{-ikh_2 \cos \alpha_2} - R_2 e^{ikh_2 \cos \alpha_2}}, \quad (\text{VIII.75})$$

Подставляя в (VIII.75) значение  $\frac{R_2}{W_2}$  из (VIII.74) после простых преобразований с учетом формулы Эйлера:

$$\cos \varphi \pm i \sin \varphi = e^{\pm i\varphi}, \quad (\text{VIII.76})$$

получим:

$$\gamma_1 = \gamma_{ax} = \frac{\gamma_1 - i\gamma_2 \operatorname{tg} k_2 h \cos \alpha_2}{\gamma_2 - i\gamma_1 \operatorname{tg} k_2 h \cos \alpha_2} \gamma_2. \quad (\text{VIII.77})$$

Здесь через  $\gamma_{ax}$  мы обозначим входной импеданс на верхней границе слоя. Теперь найдем звуковое поле в среде 3. Соответствующие выражения для давления и колебательной скорости имеют вид:

$$\begin{aligned} P_3 &= [W_3 e^{i(z-h)k_3 \cos \alpha_3} + R_3 e^{i(z-h)k_3 \cos \alpha_3}] e^{ik_3 x \sin \beta_3}, \\ V_3 &= \frac{1}{\gamma_3} [W_3 e^{i(z-h)k_3 \cos \alpha_3} + R_3 e^{i(z-h)k_3 \cos \alpha_3}] e^{ik_3 x \sin \beta_3}. \end{aligned} \quad (\text{VIII.78})$$

При  $z=h$  отношение  $\frac{P_3}{V_3}$  должно быть равно входному импедансу слоя  $\gamma_3$ , т.е.

$$\left. \frac{P_3}{V_3} \right|_{z=h} = \gamma_3 \frac{W_3 + R_3}{W_3 - R_3} = \gamma_{ax}. \quad (\text{VIII.79})$$

Следовательно, коэффициент отражения на верхней границе будет равен:

$$R_{32} = \frac{R_3}{W_3} = \frac{\gamma_{ax} - \gamma_3}{\gamma_{ax} + \gamma_3}. \quad (\text{VIII.80})$$

Подставляя сюда выражение (VIII.77), для  $\gamma_{ax}$  получим:

$$R_{32} = \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_2 - \gamma_3) e^{-ik_2 h \cos \alpha_2} + (\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_2 + \gamma_3) e^{ik_2 h \cos \alpha_2}}{(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_2 + \gamma_3) e^{-ik_2 h \cos \alpha_2} + (\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_2 - \gamma_3) e^{ik_2 h \cos \alpha_2}}. \quad (\text{VIII.81})$$

Это и есть выражение для коэффициента отражения от слоя толщиной  $h$ .

Определим теперь амплитуду прошедшей через слой  $h$  волны. Поле этой волны в среде 1 будет:

$$U_1 = W e^{-i(k_1 z \cos \alpha_1 - k_1 x \sin \alpha_1)}. \quad (\text{VIII.82})$$

Согласно условиям непрерывности смещений, давлений и скорости на границе раздела  $z=0$ , смещение  $U_1$  должно быть равно смещению  $U_2$ , определенному выражением (VIII.68):

$$W_1 e^{-i(k_1 z \cos \alpha_1 - k_1 x \sin \alpha_1)} = (W_2 e^{-ik_2 z \cos \alpha_2} + R_2 e^{ik_2 z \cos \alpha_2}) e^{ik_2 x \sin \alpha_2}. \quad (\text{VIII.83})$$

Полагая  $z=0$  и учитывая закон Снеллиуса  $k_1 x \sin \alpha_1 = k_2 z \sin \alpha_2$ , получаем:

$$W_1 = W_2 + R_2. \quad (\text{VIII.84})$$

Аналогично из условий непрерывности  $U$  на границе  $z=h$ , согласно выражениям (VIII.68) и (VIII.78), получаем:

$$W_3 + R_3 = W_2 e^{-ik_2 h \cos \alpha_2} + R_2 e^{ik_2 h \cos \alpha_2}$$

или, с учетом  $R_{12} = \frac{R_3}{W_3}$ ,

$$W_3(1 + R_{12}) = W_2 e^{-ik_2 h \cos \alpha_2} + R_2 e^{ik_2 h \cos \alpha_2}. \quad (\text{VIII.85})$$

Разделим (VIII.84) на (VIII.85) и в полученное выражение подставим значения  $R_{12}$  и  $\frac{R_2}{W_2}$ :

$$W = \frac{W_1}{W_3} = \frac{4\gamma_1\gamma_2}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_2 - \gamma_3)e^{ik_2 h \cos \alpha_2} + (\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_2 + \gamma_3)e^{-ik_2 h \cos \alpha_2}}. \quad (\text{VIII.86})$$

Полученная формула характеризует коэффициент прозрачности слоя.

Проанализируем теперь полученные выражения для  $R_{32}$  и  $W$ . Если слой имеет нулевую мощность ( $h = 0$ ), то формулы (VIII.81) и (VIII.86) переходят в обычные выражения для коэффициента отражения и преломления от границы полупространства:

$$R_{32} = \frac{\gamma_1 - \gamma_3}{\gamma_1 + \gamma_3}; \quad (\text{VIII.87})$$

$$W = \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_3}. \quad (\text{VIII.88})$$

Полагая

$$\frac{\gamma_1 - \gamma_3}{\gamma_1 + \gamma_3} = R_{12}, \quad \frac{\gamma_2 - \gamma_3}{\gamma_2 + \gamma_3} = R_{23} \quad (\text{VIII.89})$$

и подставляя их в формулы (VIII.81) и (VIII.86), получим обобщенные выражения для коэффициента отражения и прозрачности слоя  $h$ :



$$R = \frac{R_{23} + R_{12} e^{2ihk_2 \cos \alpha_2}}{1 + R_{23} R_{12} e^{2ihk_2 \cos \alpha_2}}, \quad (\text{VIII.90})$$

$$W = \frac{4\gamma_1 \gamma_2}{(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_2 + \gamma_3)} \cdot \frac{1}{e^{-ihk_2 \cos \alpha_2} + R_{12} R_{23} e^{ihk_2 \cos \alpha_2}}. \quad (\text{VIII.91})$$

Если волна падает вертикально на поверхность слоя, что соответствует случаю глубокого моря, то, полагая в формуле (VIII.81)  $\cos \alpha_2 = 1$  и заменив экспоненциальные множители согласно формуле Эйлера  $e^{\pm ik_2 h} = \cos k_2 h \pm i \sin k_2 h$ , после простых преобразований получим:

$$R = \frac{(R_{23} + R_{12}) + i(R_{12} - R_{23}) \operatorname{tg} k_2 h}{(1 + R_{23} R_{12}) + i(R_{23} R_{12} - 1) \operatorname{tg} k_2 h}. \quad (\text{VIII.92})$$

Разделив  $R$  на действительные и мнимые члены, получим для квадратного модуля  $|R|^2 = \sqrt{a^2 + b^2}$ , где  $a = \operatorname{Re}(R)$ ,  $b = \operatorname{Im}(R)$ ; окончательно получим выражение для коэффициента отражения от слоя при нормальном падении волны:

$$|R|^2 = \frac{(R_{23} + R_{12})^2 - 4R_{23} R_{12} \sin^2 k_2 h}{(1 + R_{23} R_{12})^2 - 4R_{23} R_{12} \sin^2 k_2 h}. \quad (\text{VIII.93})$$

Наличие в выражении для  $|R|^2$  функции  $\sin^2 k_2 h$  свидетельствует, что модуль коэффициента отражения от слоя есть периодическая функция. Максимумы и минимумы осцилляции  $|R|^2$  легко находятся обычным путем:

$$|R|_{\max}^2 = \frac{(R_{23} + R_{12})^2}{(1 + R_{23} R_{12})^2}, \quad (\text{VIII.94})$$

что имеет место при  $\sin^2 k_2 h = 0$ , т.е. если  $k_2 h = n\pi$ , откуда  $h = \frac{\lambda n}{2}$ ; ( $n=0, 1, 2, \dots$ );

$$|R|_{\min}^2 = \frac{(R_{23} + R_{12})^2 - 4R_{23} R_{12}}{(1 + R_{23} R_{12})^2 - 4R_{23} R_{12}} = \frac{(R_{23} - R_{12})^2}{(1 - R_{23} R_{12})^2}, \quad (\text{VIII.95})$$

что имеет место при  $\sin^2 k_2 h = 1$ , т.е. если  $k_2 h = (2n+1) \frac{\pi}{2}$ , откуда  $h = \frac{(2n+1)\lambda}{4}$ . Таким образом, если  $\gamma_3 < \gamma_2 < \gamma_1$ , то  $R_{23}R_{12} > 0$  и коэффициент отражения имеет максимум при отражении от слоя, толщина которого  $h$  кратна целому числу полуволен, и минимум, если толщина слоя кратна нечетному числу четверти длины волны. В первом случае

$$|R|_{\max}^2 = \frac{(R_{23} + R_{12})^2}{(1 + R_{23}R_{12})^2}; \quad (\text{VIII.96})$$

во втором

$$|R|_{\min}^2 = \frac{(R_{23} - R_{12})^2}{(1 - R_{23}R_{12})^2}. \quad (\text{VIII.97})$$

Из последнего выражения видно, что если  $R_{23} = R_{12}$ , то отражение от слоя будет отсутствовать совсем. Подставляя в это равенство выражение для импедансов сред:

$$R_{12} = R_{23} = \frac{\gamma_1 - \gamma_3}{\gamma_1 + \gamma_3} = \frac{\gamma_2 - \gamma_3}{\gamma_2 + \gamma_3},$$

получим

$$\gamma_3 = \sqrt{\gamma_1 \gamma_2}. \quad (\text{VIII.98})$$

Таким образом, если между двумя любыми средами поместить четвертьволновой слой с импедансом, равным среднему геометрическому импедансу этих сред, то отражение от слоя будет отсутствовать совсем.

Можно показать, что коэффициент отражения от слоя с поглощением представляет собой по-прежнему осциллирующую функцию. Однако размах осцилляции уменьшается с увеличением мощности слоя  $h$ , и при больших  $h$  величина  $|R|^2$  становится постоянной величиной, равной модулю коэффициента отражения от верхней границы слоя. Это значит, что в толстом слое с поглощением волны затухают,

не доходя до нижней границы слоя и, следовательно, не образуют интерференцию с отраженной от этой границы волной.

Период осцилляции  $|R|^2$  тот же, что и в слое без поглощения, с той лишь разницей, что амплитуда осцилляции затухает с увеличением мощности слоя. Следует отметить, что аналогичный эффект поглощения в слое обеспечивается умножением модуля  $R$  на экспоненту, учитывающую фактор поглощения  $\alpha$ :

$$R = |R|^2 \cdot e^{-2\alpha h}. \quad (\text{VIII.99})$$

Исследование поведения коэффициентов отражения в функции  $h$  или частоты  $\omega$  в слоях позволяет определить важнейшие характеристики среды – такие, как скорость звука и поглощение в глубоководных осадочных слоях, что было найдено нами (Орлёнок, 1977; см. §7).

### **§7. Дистанционно-акустические методы определения физических свойств и литологии морских осадков**

Накопленный нами за последние 25 лет экспедиционных работ банк данных о петрофизической структуре морских и океанских осадков (Орлёнок, 1984; Ильин, Орлёнок, Шурко, 1992; Орлёнок, 1997), частично приведенный в предыдущей главе, открывает возможность для обоснования новой методики дистанционно-акустической идентификации донных осадков вдоль пути следования судна в реальном масштабе времени. Наилучшим образом для этой задачи подходит акустический импеданс, так как он является функцией наибольшего числа параметров (четырёх значений плотности и скорости звука и коэффициент отражения), и, следовательно, больше всего удовлетворяет уравнению состояния (Орлёнок и др., 1993).

Методика основана на эмпирически установленной зависимости акустического импеданса от коэффициента отражения и литологии морских осадков в пределах первых нескольких метров от поверхности дна, откуда производился массовый отбор проб грунта (Орлёнок, 1984).

Для этой цели воспользуемся формулой Рэлея для нормального падения луча на границу вода-дно, полученной в §5:

$$R = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1}. \quad (\text{VIII.100})$$

Из нее нетрудно определить импеданс морских осадков  $\gamma = \rho_2 c_2$ :

$$\rho_2 c_2 = \rho_1 c_1 \left( \frac{1+R}{1-R} \right). \quad (\text{VIII.101})$$

Выражение (VIII.101) позволяет по коэффициенту отражения  $R$  от границы вода–дно и импедансу морской воды  $\gamma_1 = \rho_1 c_1$  находить импеданс в поверхностном слое морских осадков.  $\gamma_1$  определяется из гидрологических данных, по океанологическим таблицам или из атласов. Вычисления коэффициентов отражения можно производить по одно- и двукратно отраженному от дна импульсу эхолота:

$$R = \frac{2A''}{A'}. \quad (\text{VIII.102})$$

или по амплитуде прямого  $A_0$  и отраженного от дна  $A_1$  сигнала:

$$R = \frac{A_1}{A_0} e^{-2\alpha h}. \quad (\text{VIII.103})$$

Коэффициентом поглощения  $\alpha$  на частотах работы эхолотов 10-30 кГц можно пренебречь, положив  $\alpha = 0$ :

$$R = \frac{A_1}{A_0}. \quad (\text{VIII.104})$$

Для уменьшения рассеивания акустической энергии вследствие геометрического расхождения необходимо использовать для этих целей узколучевые ( $10^\circ$ - $30^\circ$ ) высокочастотные (15-30 кГц) эхолоты.

Для целей сейсмоакустических исследований интерес представляет получение сведений о скоростях звука в донных осадках. Из формулы Рэлея (VIII.100) находим:

$$c_2 = \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2} \left( \frac{1+R}{1-R} \right). \quad (\text{VIII.105})$$

Таким образом, скорости звука можно определять по амплитудным коэффициентам отражения от дна (VIII.102 – VIII.104). При этом величина  $\rho_2$  находится из зависимостей  $\rho = f(R)$  по соответствующим

регрессионным уравнениям или петрофизическим моделям, приведенным в работе (Орлёнок, 1997).

Опыт применения данной методики в Атлантическом и Индийском океанах показал хорошие результаты и большие возможности оперативного и практически непрерывного слежения за характеристиками грунта. При этом было установлено, что расхождение между значениями  $\rho$ ,  $c$ , определенными по колонкам и по коэффициенту отражения от эхо-сигнала для песчаных и крупноалевритовых осадков, не превышает 3 – 5%, для мелких алевритов и пелитов – 6-10%. Это объясняется тем, что для акустически жесткой границы рефракция незначительна и рассчитываемый амплитудный коэффициент отражения характеризует самые верхние горизонты осадка (в пределах первых длин волн, т.е. 50 – 100 см), практически совпадающие с глубиной проникновения ударной трубки. В случае акустически мягких отложений эхо-сигнал проникает глубже забора трубки. Поэтому амплитудный коэффициент отражения в таких случаях характеризует не границу вода-дно, а осредненную (интегральную) характеристику всей прозвученной толщи. Отсюда получаемые величины  $R$  всегда выше, чем рассчитанные по керновым измерениям с использованием формулы Рэлея.

Изложенная методика определения скорости звука, импеданса, а через него и литологических типов донных осадков проста и доступна для массового применения на судах и подводных лодках для оперативного отслеживания физико-механических свойств грунтов.

Впервые принципиальная возможность использования коэффициентов отражения от тонких слоев океанических осадков для определения акустического импеданса и скорости звука в них была показана нами в 1971 г., а материалы измерений были опубликованы в 1977 г. (Орлёнок, 1977). До этого времени скорость звука в осадках, особенно глубоководного океана, определялась исключительно по годографам отраженных и преломленных волн с использованием гидроакустических радиобуев либо двух и более регистрирующих кораблей. Сведения об импедансе могли быть получены только из данных измерений по кернам осадочных пород, поднимаемых на борт судна с помощью грунтовых прямооточных трубок.

Сегодня, по прошествии 20 лет этот метод получает второе рождение в работах некоторых зарубежных исследователей в связи с возрастающим интересом к получению оперативной информации о литоло-

гии донных осадков, их типах и физических свойствах на ходу судна или подводной лодки.

Глубоководные сейсмические исследования указывают на почти повсеместный многослойный характер структуры донных осадков. В связи с этим можно предположить, что при широкополосной регистрации волн всегда можно найти придонный слой, который для данной частоты будет являться тонким, т.е. отношение мощности слоя  $h$  к длине падающей волны  $\lambda$  будет меньше двух ( $h/\lambda < 2$ ). Если слой  $h$ , обладающий акустической жесткостью  $\gamma_2$ , однородный и заключен между двумя полупространствами, характеризующимися акустическими жесткостями  $\gamma_1$  и  $\gamma_3$ , причем  $\gamma_1 < \gamma_2 < \gamma_3$ , то, как было показано в §6 для модуля коэффициента отражения при условии нормального падения волны на поверхность такого слоя, справедливо следующее выражение (Бреховских, 1957):

$$R^2 = \left[ \frac{(R_{23} + R_{12})^2 - 4R_{23}R_{12} \sin^2 k_2 h}{(R_{23}R_{12} + 1)^2 - 4R_{23}R_{12} \sin^2 k_2 h} \right]^{1/2}. \quad (\text{VIII.106})$$

Здесь через  $R_{12}$ ,  $R_{23}$  обозначим коэффициенты отражения от границ тонкого слоя;  $k_2$  – волновое число; причем  $k_2 = \frac{\omega}{c_2}$ ;  $c_2$  – скорость прохождения сейсмических волн в тонком слое;  $h$  – его мощность.

Как видно из формулы (VIII.106), модуль коэффициента отражения имеет максимум при толщине слоя  $h$ , равной целому числу полуволн, и минимум при  $h$ , равной четверти длины волны.

В первом случае, при  $k_2 h = \pi m$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), модуль коэффициента отражения равен:

$$R_{\max} = \frac{R_{23} + R_{12}}{1 + R_{23}R_{12}}. \quad (\text{VIII.107})$$

Во втором случае, при  $k_2 h = \frac{\pi m}{2}$  ( $m=1, 3, \dots$ ), формула (VIII.107) приобретает вид:

$$R_{\min} = \frac{R_{23} - R_{12}}{1 - R_{23}R_{12}}. \quad (\text{VIII.108})$$

Отражение будет отсутствовать совсем, если  $R_{23} = R_{12}$ , т.е. когда

$$\gamma_2 = \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} . \quad (\text{VIII.109})$$

Таким образом, при наличии тонкого слоя спектральный коэффициент отражения будет представлять собой квазиопериодическую функцию частоты и характеризоваться серией максимумов и минимумов, для которых справедливо:

$$\frac{1}{2} \lambda_1 = \lambda_2 , \text{ или } \Delta f_2 = 2\Delta f_1 . \quad (\text{VIII.110})$$

Это означает, что точки экстремумов кривой  $R = R(f)$  при наличии тонкого однородного слоя будут располагаться на равных частотных интервалах  $\Delta f$ .

Это обстоятельство играет существенную роль при анализе волновой картины в диапазоне спектра частот регистрируемых колебаний. В полосе более высоких частот увеличивается возможность влияния на форму спектральной кривой  $R=R(f)$  наличие в разрезе очень тонких слоев. Поэтому вследствие взаимного искажающего влияния большого числа экстремумов, соответствующих тонким слоям различной мощности, одновременно уменьшается точность определения спектральных коэффициентов отражения, соответствующих тому или иному слою. Для обеспечения необходимой точности определения экстремальных значений коэффициентов отражения необходимо учитывать положение (VIII.110). Для этого нужно строить графики зависимости номера экстремума от частоты.

Выражения (VIII.107) и (VIII.108), определяющие экстремальные значения модуля коэффициента отражения, позволяют определить скорости звуковых волн в тонком слое и в подстилающей среде при известных значениях  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  и  $c_1$ ,  $\rho_3$ . Из формулы (VIII.107), опуская громоздкие выкладки, получим (Орлёнок, 1977):

$$c_3 = \frac{c_1 \rho_1}{\rho_3} \left( \frac{1 + R_{\max}}{1 - R_{\max}} \right) . \quad (\text{VIII.111})$$

Аналогичным образом, решая уравнения (VIII.109; VIII.112) относительно  $c_2$ , после ряда преобразований находим:

$$c_2 = \frac{c_1 \rho_1}{\rho_2} \left[ \frac{(1 - R_{\min})(1 + R_{\max})}{(1 + R_{\min})(1 - R_{\max})} \right]^{1/2} . \quad (\text{VIII.112})$$

Наличие тонкого слоя устанавливается, как известно, по присутствию в спектре отраженной волны побочных максимумов. Все величины в формулах (VIII.111) и (VIII.112) известны, кроме  $\rho_2$  и  $\rho_3$ . Плотность  $\rho_2$  самого верхнего осадочного слоя определяется по пробам грунта или – при отсутствии непосредственных определений  $\rho_2$  и  $\rho_3$  – путем использования среднестатистических данных о плотности осадков, приведенных в работах (Орлёнок, 1984; Орлёнок, 1997).

При отсутствии сильных отражений можно положить  $\rho_2 \approx \rho_3$ . Если же мы ставим задачу определения акустического импеданса тонкого слоя и подстилающих его осадков, то из формулы (VIII.111) и (VIII.112) находим:

$$c_3 \rho_3 = c_1 \rho_1 \left( \frac{1 + R_{\max}}{1 - R_{\max}} \right); \quad (\text{VIII.113})$$

$$c_2 \rho_2 = c_1 \rho_1 \left[ \frac{(1 - R_{\min})(1 + R_{\max})}{(1 + R_{\min})(1 - R_{\max})} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{VIII.114})$$

Величины  $c_1, \rho_1$  – скорость звука и плотность морской воды – могут быть взяты из гидрологических данных из Атласов океанов или рассчитаны по океанологическим таблицам. По найденным значениям импеданса, используя статистические данные (Орлёнок, 1997), можно определить литологические характеристики грунтов.

## **Глава IX. ОСНОВЫ ЛУЧЕВОЙ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН**

### **§1. Условия применимости лучевого приближения**

Рассмотренные выше основы волновой теории распространения упругих колебаний в земной коре дают полную и точную картину формирования сейсмических полей в слоистых средах. Однако, используя только эту теорию, трудно, а часто и просто невозможно получить сведения о кинематике волн, т.е. о временах их пробега и скоростях распространения в различных слоях. Существует тесная зависимость скорости от плотности и, следовательно, от литологии горных пород.



Получить эти параметры можно, используя принципы геометрической сейсмологии, т.е. лучевое приближение. Согласно принципу Гюйгенса, траектории лучей всюду перпендикулярны к фронту волны. Следовательно, в однородной среде эти лучи будут представлять собой прямые линии, в неоднородной среде они будут искривлены. Согласно принципу Ферма, волны распространяются вдоль траекторий, требующих наименьшего времени для их прохождения. Этим объясняется прямолинейность траекторий лучей в однородных изотропных средах и их искривление в неоднородных средах.

Применение лучевого приближения в сейсмологии возможно лишь при соблюдении следующих условий.

1. Радиус кривизны лучей не должен быть больше длины волны.
2. Коэффициенты отражения и преломления существенно не меняются в пределах длины волны.
3. Изменение амплитуды сигнала и условий на границах раздела слоев должно быть мало в пределах длины волны.
4. Линейные размеры неровностей границ сред (шероховатость границы) должны быть меньше длины волны.

В практике сейсмологии, имеющей дело с инфразвуковыми частотами 10 – 100 Гц, оперируют обычно большими длинами волн, исчисляемыми десятками и сотнями метров, в сравнении с которыми встречающиеся обычно размеры неоднородностей на границах оказываются значительно меньше длин волн. На высоких звуковых частотах соблюдение указанных условий значительно затруднено. Однако и здесь принципы лучевой теории находят применение.

Отражение и преломление лучей на границах раздела подчиняются следующим основным законам.

1. Угол падения равен углу отражения.
2. Угол падения волны  $\alpha$  и ее скорость в верхней среде  $c_1$  пропорциональны углу преломления  $\beta$  и скорости волны в нижележащей среде  $c_2$ :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2}.$$

Используя принципы геометрической сейсмологии, можно получать графики зависимости времени прихода волн, отраженных или преломленных на различных границах раздела внутри земной коры, от расстояния, отсчитываемого от пункта взрыва:

$$t = f(x)$$

и по ним рассчитывать скорости этих волн. Такие графики (см. рис. 62) называются годографами. В зависимости от типа волн годографы называются годографами прямых, отраженных, преломленных, рефрагированных или головных волн. Их изучению и посвящены следующие параграфы настоящей главы.

## §2. Годограф отраженной волны

При работах по методу глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ) регистрируются три основные группы волн (рис. 62) отраженные, преломленные (головные) и рефрагированные.

Рассмотрим вначале характер распространения сейсмических волн в слоистой среде.

Рис. 62. Годографы отраженной (1), преломленной (2) и рефрагированной (3) волн

Пусть скорость звука увеличивается с глубиной по линейному закону:

$$c = c_0(1 + az), \quad (\text{IX.1})$$

где  $c_0$  – некоторое постоянное значение скорости звука, измеренное в приповерхностном слое осадков на глубине  $h_0$ ;  $c_1$  – на глубине  $h_1$ . Тогда отношение

$$\frac{c_1 - c_0}{h_1 - h_0} = \frac{\Delta c_1}{\Delta h_1} = \text{grad } c \quad (\text{IX.2})$$

будет определять величину вертикального градиента скорости звука в воде. С учетом (IX.2) величина  $a$  в выражении (IX.1) будет равна

$$a = \frac{\text{grad } c}{c_0}. \quad (\text{IX.3})$$

Если разбить градиентный слой на бесконечное множество тонких слоев, то на границе каждого из них падающий луч испытывает преломление согласно известному закону:

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha_{i+1}} = \frac{c_i}{c_{i+1}} = n(x, z). \quad (\text{IX.4})$$

Время пробега вдоль луча  $OMX_0$  определится из выражения

$$t = \frac{1}{c_0} \int_0^{x_0} n(x, z) dx. \quad (\text{IX.5})$$

В среднем

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_3} = \frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha_{i+1}} = n(x, z) = 1,$$

следовательно,

$$t = \frac{1}{c_0} \int_0^{x_0} dx = \frac{x_0}{c}. \quad (\text{IX.6})$$

Из рис. 63 найдем  $x_0$ , тогда:

$$t = \frac{1}{c_0} \sqrt{x_0^2 + 4H^2}. \quad (\text{IX.7})$$

Это и есть уравнение годографа отраженной от поверхности слоя волны. Годограф представляет собой гиперболу, минимум которой совпадает с началом координат ( $x = 0$ ). Таким образом, годограф характеризует зависимость времени прихода отраженной (в данном случае) волны от расстояния. При падении волны на наклонную поверхность слоя из рис. 63 имеем:

$$t = \frac{oo' + o's}{c} = \frac{(oo')^2 + (os)^2 + 2os \cdot oo' \cos \varphi}{c}. \quad (\text{IX.8})$$

Здесь  $\varphi = \frac{\pi}{2} - \Psi$ ;  $\cos \frac{\pi}{2} - \Psi = \sin \Psi$ ,  $oo' = 2h$ ,  $os = x$ .

Подставим эти значения в (IX.8):

$$t = \frac{1}{c} \sqrt{4h^2 + x^2 - 2hx \sin \Psi}. \quad (\text{IX.9})$$

Это есть уравнение годографа волны, отраженной от наклонной поверхности слоя. При  $\Psi=0$  уравнение (IX.9) превращается в уравнение (IX.7). Найдем экстремальные значения годографа.

В точке  $x = 0$ :

$$t_0 = \frac{2h}{c}. \quad (\text{IX.10})$$

В точке минимума годографа, который смещен по восстанию дна, имеем:

$$t_{\min} = \frac{oo'}{c} = \frac{2h \cos \Psi}{c}. \quad (\text{IX.11})$$

Чтобы определить скорость отраженной волны, ось  $x$  и ветви годографа делят на равные отрезки  $m$  и по угловому коэффициенту определяют значение  $c_0$ :  $t_2^2 - t_1^2 = V$ .

$$c_0 = \sqrt{2m \frac{\Delta x}{\Delta V}} \quad (\text{IX.12})$$

Используя полученное значение  $c_0$ , по формулам (IX.11) нетрудно определить глубину  $H$  до слоя.

Годограф отраженной волны обладает следующими свойствами.

1. Каждый из лучей выходит из начала координат, симметричен относительно вертикальной прямой, что проходит через его вершину.

2. Годографы из любого пункта взрыва, отходящие в противоположные стороны, симметричны относительно прямой, проходящей через пункт взрыва вертикально.

Если эти признаки не соблюдаются, то среда вертикально неоднородна.

### §3. Годограф преломленной волны

Рассмотрим образование преломленных волн на примере океанского разреза земной коры.

В случае мягкого грунта ( $R_I = 0,1-0,3$ ) и безградиентного слоя воды возможно образование преломленной и рефрагированной волн (рис. 64). Тогда согласно закону преломления,

$$\frac{\sin \alpha_{i-1}}{\sin \alpha_i} = \frac{c_0}{c_1} \quad (\text{IX.13})$$

Рис. 64. К определению годографа преломленной волны

и в предельном случае заворота луча, когда  $\alpha_i = \frac{\pi}{2}$ , имеем:

$$\sin \alpha_{i-1} = \frac{c_0}{c_1}, \quad (\text{IX.14})$$

или

$$\frac{c_0}{\sin \alpha_{i-1}} = c_1. \quad (\text{IX.15})$$

Выражение  $\frac{c_0}{\sin \alpha_{i-1}} = c^*$  называется кажущейся скоростью и характеризует скорость распространения фронта волны вдоль поверхности дна. Следовательно,

$$c^* = c_1, \quad (\text{IX.16})$$

т.е. кажущаяся скорость в точке выхода луча на поверхность дна должна быть равна скорости в вершине заворота (рефракции) луча под дном моря.

Однако это условие выполняется лишь в консолидированной части разреза, так как скорость в воде не может быть выше предельного для каждого района океана значения, обусловленного температурой, соленостью и гидростатическим давлением. Поэтому кажущаяся скорость прямой (водной) волны, распространяющейся вдоль поверхности воды, будет постоянна.

Как было показано выше, условием образования головной преломленной волны является равенство:  $\sin \alpha_0 = \frac{c_0}{c_1}$ ; для границы вода-дно и, соответственно, для границ в консолидированной коре:

$$\sin \alpha_1 = \frac{c_1}{c_2}; \sin \alpha_2 = \frac{c_2}{c_3}, \dots, \sin \alpha_i = \frac{c_i}{c_{i+1}} \quad (\text{IX.17})$$

Как видно из рис. 64 первая точка профиля  $x$ , в которую приходит преломленная волна, будет  $x_1$ . Во все последующие точки профиля лучи преломленной волны подойдут под одним углом  $e$  вследствие постоянства параметров водного слоя вдоль горизонтального направления. Следовательно, кажущаяся скорость  $c^*$  будет постоянна:

$$c^* = \frac{dx}{dt} = \frac{c_0}{\sin \alpha_0} = \text{const}. \quad (\text{IX.18})$$

Отсюда годограф преломленной волны будет прямой линией, начинающейся в точке с координатами  $x_1$  и  $t_1$ , и наклонен под углом:

$$\frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{c^*}, \quad (\text{IX.19})$$

т.е. величина наклона годографа обратно пропорциональна кажущейся скорости  $c^*$ .

Найдем координаты начальной точки годографа головной волны  $x_1$  и  $t_1$ :

$$x_1 = 2h_0 \operatorname{tg} \alpha_0; t_1 = \frac{2h_0}{c_0 \cos \alpha_0}. \quad (\text{IX.20})$$

Теперь определим текущую координату  $t$  на произвольном участке профиля  $x$ , помня, что, согласно (IX.19),  $t - t_1 = (x - x_1) \frac{1}{c^*}$ . Подставим

сюда значения (IX.20):  $t - \frac{2h_0}{c_0 \cos \alpha_0} = (x - 2h_0 \operatorname{tg} \alpha_0) \frac{1}{c^*}$ , откуда

$$t = \frac{x}{c^*} + \frac{2h_0}{c_0 \cos \alpha_0} - \frac{2h_0 \operatorname{tg} \alpha_0}{c^*} = \frac{x}{c^*} + \frac{2h_0}{c_0 \cos \alpha_0} \left[ 1 - \frac{c_0}{c_1} \sin \alpha_0 \right].$$

Так как  $\frac{c_0}{c_1} = \sin \alpha_0$ ,  $1 - \sin^2 \alpha = \cos^2 \alpha$ , то окончательно имеем:

$$t^{(1)} = \frac{x}{c^*} + \frac{2h_0 \cos \alpha_0}{c_0}. \quad (\text{IX.21})$$

Это и есть уравнение годографа преломленной на первой границе вода-дно волны.

В точке  $x = 0$  имеем:

$$t_0 = \frac{2h_0 \cos \alpha}{c_0}, \quad (\text{IX.22})$$

откуда

$$h_0 = \frac{t_0 c_0}{2 \cos \alpha}. \quad (\text{IX.23})$$

Для наклонной границы вода-дно:

$$\frac{1}{c^*} = \frac{\sin(\alpha \pm \varphi)}{c_0}, \quad (\text{IX.24})$$

где знак (-) – по восстанию границы, знак (+) – по падению. Отсюда ясно, что пренебрежение наклоном границы раздела приводит к завышению кажущейся, а с нею и граничной скорости  $c_1$ , в случае падения границы и занижению  $c^*$  и  $c_1$  в случае восстания границы.

### ***Годограф преломленной волны для многослойной среды***

Обращаясь снова к рис. 64, нетрудно видеть, что полное время луча, преломленного на границе 1,2, равно

$$t = \frac{OA + A_2x_2}{c_0} + \frac{AB + B_1A_2}{c_1} + \frac{BB_1}{c_2}.$$

Пользуясь рис. 64, найдем координаты начальной точки годографа  $t_2$  и  $x_2$ :

$$\begin{aligned} t_2 &= \frac{2h_0 \cos \alpha_0}{c_0} + \frac{2h_1 \cos \alpha_1}{c_1}, \\ x_2 &= \frac{2h_0 \operatorname{tg} \alpha_0}{c_1} + \frac{2h_1 \operatorname{tg} \alpha_1}{c_2}. \end{aligned} \quad (\text{IX.25})$$

Найдем значение текущей координаты  $t$ , т.е. годограф волны, преломленной во втором слое под осадками:

$$\begin{aligned} t - t_2 &= \frac{1}{c^*} (x - x_2); \\ t - \frac{2h \cos \alpha}{c_0} - \frac{2h_1 \cos \alpha_1}{c_1} &= \frac{1}{c^*} \left( x - \frac{2h_0 \operatorname{tg} \alpha_0}{c_1} - \frac{2h_1 \operatorname{tg} \alpha_1}{c_2} \right); \end{aligned} \quad (\text{IX.26})$$

откуда имеем:

$$t = \frac{2h \cos \alpha_0}{c_0} + \frac{2h_1 \cos \alpha_1}{c_2} - \frac{2h_0 \operatorname{tg} \alpha_0}{c^*} - \frac{2h_1 \operatorname{tg} \alpha_1}{c^*} + \frac{x}{c^*};$$

После несложных преобразований с учетом  $\sin \alpha_1 = \frac{c_1}{c_2}$ , получим

$$t_2 = \frac{x}{c^*} + \frac{2h_0 \cos \alpha_0}{c_0} + \frac{2h_1 \cos \alpha_1}{c_1}. \quad (\text{IX.27})$$

Это есть уравнение годографа головной волны, преломленной на второй границе. Следуя модели, приведенной на рис. 64, нетрудно выпи-



сать годографы головной волны для трехслойной и n-слойной моделей коры:

$$t_3 = \frac{x}{c^*} + \frac{2h_0 \cos \alpha_0}{c_0} + \frac{2h_1 \cos \alpha_1}{c_1} + \frac{2h_2 \cos \alpha_2}{c_2}, \quad (\text{IX.28})$$

$$t_4 = \frac{x}{c^*} + \frac{2h_0 \cos \alpha_0}{c_0} + \frac{2h_1 \cos \alpha_1}{c_1} + \frac{2h_2 \cos \alpha_2}{c_2} + \frac{2h_3 \cos \alpha_3}{c_3}. \quad (\text{IX.29})$$

В общем случае для границы, содержащей  $n$  слоев, годограф головной волны имеет вид:

$$t = \frac{x}{c^*} + 2 \sum_{i=0}^{n-1} \frac{h_i \cos \alpha_i}{c_i}. \quad (\text{IX.30})$$

### Определение граничной скорости

Рассмотрим способы интерпретации системы встречных годографов, полученных в случае произвольного наклона границы раздела (однослойная среда) (рис. 65).

Найдем разностный годограф  $t_p$ :  $t_p = T + (\bar{t} - \bar{t})$ , где  $T$  – время во взаимных точках годографа,  $\bar{t}, \bar{t}$  – прямой и обратный годографы. Очевидно  $t_0(x) = \bar{t} + \bar{t} - T$ . Зная  $t_0(x)$ , можно по формуле (IX.23) определить глубину преломляющей границы вдоль профиля  $x$ .

Величина  $T = \text{const}$ , поэтому производная  $\frac{dT}{dx} = 0$ . Отсюда

$$\frac{dT_p}{dx} = \frac{d\bar{t}}{dx} - \frac{d\bar{t}}{dx}$$

или

$$\frac{1}{c^*} = \frac{1}{c^*} - \frac{1}{c^*},$$

Рис. 65. Система встречных годографов преломленных волн

учитывая, что  $\frac{c_0}{\sin(\alpha \mp \varphi)}$ , получим:

$$\frac{1}{c_p^*} = \frac{\sin(\alpha + \varphi)}{c_0} + \frac{\sin(\alpha - \varphi)}{c_0} = \frac{2 \sin \alpha \cos \varphi}{c_0}.$$

Но  $\sin \alpha = \frac{c_0}{c_1}$ , следовательно,  $\frac{1}{c_p^*} = \frac{2 \cos \varphi}{c_1}$  при  $\varphi \leq 10^\circ$ ,  $\cos \varphi \approx 1$ , т.е.

$$\frac{1}{c_p^*} = \frac{2}{c_1},$$

или

$$c_1 = 2c_p^*. \quad (\text{IX.31})$$

Таким образом, двойной тангенс угла наклона разностного годографа равен граничной скорости в среде распространения головной преломленной волны. Зная скорость в покрывающей толще и скорость в преломляющем слое, нетрудно построить границу раздела.

#### §4. Годограф рефрагированной волны

Рефрагированная волна образуется при прохождении луча под границу раздела по криволинейной, выпуклой книзу траектории (рис. 62).

Найдем кривизну луча и определим ее связь с градиентом скорости. Из рис. 66 находим кривизну  $k$  (Облогина, 1968):

$$k = \frac{di}{dS}. \quad (\text{IX.32})$$

Изменение угла  $di$  ищем из закона преломления:

$$\frac{\sin i}{\sin(i + di)} = \frac{c}{c + dc}. \quad (\text{IX.33})$$

Рис. 66. Годограф рефрагированной волны

Так как угол  $i$  мал, то  $\cos di \approx 1$ ,  $\sin di \approx di$ ; и  $\sin(i + di) =$

$= \sin i \cos di + \cos i \sin di = \sin i - 1 + \cos idi$ . Преобразуем (IX.33) пользуясь полученным выражением:  $\frac{\sin i + \cos idi}{\sin i} = 1 + \operatorname{ctg} i = 1 + \frac{dc}{c}$ . Отсюда

$$di = \operatorname{tg}(i) \frac{dc}{c}; \quad dc = \frac{dz}{\cos(i)}. \quad (\text{IX.34})$$

Подставим (IX.34) в (IX.32):

$$k = \frac{\sin i}{c} \frac{dc}{dz}. \quad (\text{IX.35})$$

Обозначим:

$$\frac{\sin i}{c} = p, \quad (\text{IX.36})$$

и, учитывая, что  $\frac{dc}{dz} = \operatorname{grad} c$ , окончательно получим выражение кривизны  $k$

$$k = p \operatorname{grad} c(z). \quad (\text{IX.37})$$

Формула (IX.37) связывает кривизну рефрагированного луча с градиентом скорости. Анализ ее показывает:

1) чем больше градиент скорости в геологической среде, тем больше кривизна луча  $k$ ;

2) лучи имеют постоянную кривизну, т.е. дуги окружности, если скорость изменяется по линейному закону.

В самом деле, если

$$c = c_0(1 + \beta z), \quad (\text{IX.38})$$

то

$$\frac{dc}{dz} = c_0 \beta; \quad \beta = \frac{1}{c_0} \frac{dc}{dz}. \quad (\text{IX.39})$$

При  $c = \operatorname{const} k = \operatorname{const}$ ;

3) луч обращен выпуклостью книзу, если  $\operatorname{grad} c$  положителен, т.е. скорость с глубиной возрастает. Если же скорость убывает, то луч из выпуклого становится вогнутым, т.е. имеет точку перегиба;

4) чем больше угол  $i$  выхода луча из источника, тем больше его кривизна.

Найдем уравнение рефрагированного луча. Из рис. 66 находим:

$$\frac{dx}{dz} = \operatorname{tgi}; \quad dx = \operatorname{tg}i dz; \quad (\text{IX.40})$$

$$x = \int_0^z \frac{\sin i}{\cos i} dz. \quad (\text{IX.41})$$

Введем согласно (IX.36) параметр  $p$ :

$$p = \frac{\sin i}{c(z)} = \frac{\sin i_0}{c_0} = \frac{1}{c_{\max}} = \frac{1}{c^*}, \quad (\text{IX.42})$$

где  $c^*$  – кажущаяся скорость. Следовательно,

$$\sin i = pc(z). \quad (\text{IX.43})$$

Так как  $\cos i = \sqrt{1 - \sin^2 i}$ , то выражение (IX.41) можно переписать в виде:

$$x = \int_0^i \frac{\sin i}{\sqrt{1 - \sin^2 i}} dz = \int_0^i \frac{pc(z) dz}{\sqrt{1 - p^2 c^2(z)}}. \quad (\text{IX.44})$$

Мы получили интегральное уравнение рефрагированного луча. Найдем время пробега луча, т.е. годограф рефрагированной волны:

$$dt = \frac{ds}{c(z)}, \quad (\text{IX.45})$$

Из рис. 66 находим:

$$ds = \frac{dz}{\cos i}. \quad (\text{IX.46})$$

В итоге получаем интегральное выражение для годографа:

$$t = 2 \int_0^{z_{\max}} \frac{dz}{c_0(z) \sqrt{1 - p^2 c^2(z)}}. \quad (\text{IX.47})$$

Теперь надо решить оба полученные уравнения (IX.43) и (IX.47). Зададимся линейным законом изменения скорости с глубиной (IX.38). Для решения уравнения (IX.44) воспользуемся простой формулой:

$$\int \frac{x dx}{\sqrt{a^2 - x^2}} = \int \frac{\frac{1}{2} d(x^2 - a^2)}{\sqrt{a^2 - x^2}} = -\sqrt{a^2 - x^2} + c;$$

$$x = 2 \int_0^{z_{\max}} \frac{pc_0(1 + \beta z) dz}{\sqrt{1 - p^2 c^2(1 + \beta z)^2}} = \frac{1}{pc_0 \beta} \sqrt{1 - p^2 c_0^2(1 + \beta z)^2} \Big|_0^{z_{\max}}$$

После подстановки пределов получим:

$$x = \frac{1}{\beta \sin i_0} \left[ \sqrt{1 - \sin^2 i_0} - \sqrt{1 - \sin^2 i_0 (1 + \beta z)^2} \right].$$

Возведем в квадрат обе части полученного уравнения и после простых преобразований получим:

$$\left( x - \frac{1}{\beta \operatorname{ctg} i_0} \right)^2 + \left( z + \frac{1}{\beta} \right)^2 = \frac{1}{\beta^2 \sin^2 i_0}. \quad (\text{IX.48})$$

Это уравнение окружности с координатами центра  $\left( \frac{1}{\beta \operatorname{ctg} i_0}; -\frac{1}{\beta} \right)$ , лежащего на прямой, параллельной оси  $x$ , и радиусом  $R$ , равным:

$$R^2 = \frac{1}{\beta^2 \sin^2 i_0}. \quad (\text{IX.49})$$

Таким образом, при линейном возрастании скорости с глубиной рефрагированная волна распространяется по окружности, центр которой расположен на прямой  $-\frac{1}{\beta}$ , параллельной оси  $x$  (рис. 66).

Оценим  $z_{\max}$  – глубину проникновения луча при данном законе изменения скорости:

$$z_{\max} = R - \frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta} \left( \frac{1}{\sin i_0} - 1 \right), \quad (\text{IX.50})$$

$$x = OA = 2 \frac{1}{\beta \operatorname{ctg} i_0}. \quad (\text{IX.51})$$

Из (IX.51) найдем:  $\operatorname{ctg} i_0 = \frac{x\beta}{2} = \operatorname{ctg} i_0$ . Так как

$$\frac{1}{\sin i_0} = \sqrt{1 + \operatorname{ctg}^2 i_0} = \sqrt{1 + \left( \frac{x\beta}{2} \right)^2},$$

то после подстановки полученного выражения в (IX.46) получим:

$$z_{\max} = \frac{1}{\beta} \sqrt{1 + \left( \frac{x\beta}{2} \right)^2} - 1. \quad (\text{IX.52})$$

Формула (IX.52) позволяет определить глубину проникновения луча рефрагированной волны при линейном возрастании скорости с глубиной. Максимальное значение скорости на глубине  $z_{\max}$  определим из выражения:

$$c_{\max} = c_0(1 + \beta z_{\max}) = c_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x\beta}{2}\right)^2}, \quad (\text{IX.53})$$

где градиент скорости  $\beta$  равен:

$$\beta = \frac{1}{c_0} \frac{dc}{dz}. \quad (\text{IX.54})$$

Анализируя полученное выражение для  $z_{\max}$ , видим, что глубинность всегда зависит от базы наблюдения (взрыв-прибор), т.е. расстояния  $x$ . Чем больше это расстояние, тем глубже сейсмическая рефрагированная волна проходит в земную кору. Количественный анализ этой формулы и ее значение для понимания сейсмических данных ГСЗ по результатам исследования в океане будут даны в следующем параграфе.

Теперь обратимся к годографу рефрагированной волны (IX.47):

$$t = 2 \int_0^{\bar{z}} \frac{dz}{c_0(z) \sqrt{1 - p^2 c^2(z)}}.$$

Решение этого интеграла требует громоздких вычислений, поэтому воспользуемся более простым методом, предложенным Т. И. Облогиной (1968). Кажущаяся скорость  $c^*$  в точке выхода луча на земную поверхность равна истинной скорости в вершине луча, т.е.

$$\frac{dx}{dt} = c(z_{\max}). \quad (\text{IX.55})$$

Следовательно,

$$dt = \frac{dx}{c(z_{\max})}. \quad (\text{IX.56})$$

Отсюда уравнение годографа будет:

$$t = \int_0^x \frac{dx}{c(z_{\max})}. \quad (\text{IX.57})$$

Поскольку  $c(z_{\max})$ , как нам известно (IX.53), то:

$$t = \int_0^x \frac{dx}{c_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x\beta}{2}\right)^2}}. \quad (\text{IX.58})$$

Это табличный интеграл вида  $\int \frac{du}{\sqrt{u^2 + a^2}} = \ln|u + \sqrt{u^2 + a^2}| + c$ . Поэтому

$$t = \frac{2}{c_0\beta} \ln\left(\frac{x\beta}{2} + \sqrt{\left(\frac{x\beta}{2}\right)^2 + 1}\right)$$

Но натуральный логарифм полученного выражения есть гиперболический синус:

$$\ln\left(\frac{x\beta}{2} + \sqrt{\left(\frac{x\beta}{2}\right)^2 + 1}\right) = \text{arsh} \frac{x\beta}{2}.$$

Следовательно

$$t = \frac{2}{c_0\beta} \text{arsh} \frac{x\beta}{2}. \quad (\text{IX.59})$$

Это и есть уравнение годографа рефрагированной волны для линейного закона изменения скорости. Лучи и годографы показаны на рис. 62. При других законах изменения скорости с глубиной годограф будет иметь иной вид.

Каждую точку годографа рефрагированной волны можно рассматривать как точку вступления фиктивной головной волны. Поэтому О.К. Кондратьев предложил рассчитывать глубину проникновения луча по формуле

$$h = \frac{t_0 \bar{c}_0}{2 \cos i}, \quad (\text{IX.60})$$

где  $t_0$  – время, определяемое по годографу (рис. 66),  $c_0$  – средняя скорость в толще, где проходит луч;  $i = \arcsin \frac{\bar{c}_0}{c^*}$ .

В соответствии с этим  $\bar{c}_0$  можно определить по точке излома годографа или по начальной точке  $\bar{c}_{0\text{изл}} = \frac{x}{t}$ ;  $\bar{c}_{0н} = \sqrt{\frac{x}{t} c^*}$  или как среднее арифметическое из этих выражений:

$$c_0 = \frac{1}{2} \left( \frac{x}{t} + \sqrt{\frac{x}{t} c^*} \right). \quad (\text{IX.61})$$

Скорость в точке максимального проникновения луча, как было показано выше, равна кажущейся скорости, т.е.

$$c_{\max} = c_0. \quad (\text{IX.62})$$

Глубина  $H$  определяется по формуле:

$$H = \frac{\bar{c}_0 t_0}{2 \cos \left( \arcsin \frac{\bar{c}_0}{c^*} \right)}. \quad (\text{IX.63})$$

Более точная оценка глубины проникновения рефрагированной волны может быть проведена по формуле Гертглотца-Вихерта, преобразованной в 1934 г. С. В. Чибисовым для целей сейсморазведки:

$$z_{\max} = \frac{1}{\pi} \int_0^x \operatorname{arch} \frac{c^*(x)}{c^*(\xi)} d\xi. \quad (\text{IX.64})$$

где  $x_{\text{нач}} < \xi < x$  – точки разбиения профиля  $x$  на участки  $\xi$ , в пределах которых функция  $c^*(x)$  минимальна. Для определения кажущейся скорости  $c^*$  годограф рефрагированной волны осредняется плавной кривой и затем графически дифференцируется.

Вычисления можно проводить по формуле прямоугольников:

$$z_{\max}(x) = \Delta x \sum u_i, \quad (\text{IX.65})$$

где

$$u_i = \frac{1}{\pi} \operatorname{arch} \frac{\Delta t_i(\xi)}{\Delta t(x)}. \quad (\text{IX.66})$$

Для случая линейной зависимости  $c = c_0(1 + \beta z)$ ;

$$z_{\max} = \frac{x}{2} \sqrt{\frac{c^*(x) - c}{c^*(x) + c}}, \quad (\text{IX.67})$$

где  $c = \frac{x}{t(x)}$ ,  $c \approx \bar{c}$  до границы раздела  $c^*(x) = c(z_{\max})$ . Годограф рассматривается как интегральная функция. Формула (IX.67) позволяет оценить длину годографа ( $x$ ), необходимую, например, чтобы достичь границы Мохоровичича ( подошвы земной коры).



При  $z_{\max} = 40$  км,  $\bar{c} = 3,75$  км;  $c = \frac{1,5 + 2,0 + 5,0 + 6,5}{4}$ ;  $c^*(x) = 8,1$  км/с,  
 $x = 132$  км.

Таким образом, для определения мощности земной коры в океане, сравнимой с мощностью коры континентов, включающей слой воды, осадков, базальтов и низов коры с соответствующими скоростями упругих продольных волн  $c_1 = 1,5$  км/с,  $c_2 = 2,0$  км/с,  $c_3 = 5,0$  км/с,  $c_4 = 6,5$  км/с, и на границе Мохоровичича  $c^*(x) = 8,1$  км/с, длина годографа, при которой начинается регистрация рефрагированных волн от подошвы земной коры, должна быть не менее 132 км (см. рис. 67).

Рис. 67. Эмпирически установленная по данным 268 годографов (1950 – 1979 гг.) зависимость глубины сейсмозондирования от длины профиля и сравнение ее с теоретической кривой (1) (по Орлёнку, 1985)

Рис. 68. К определению кривизны луча

## Глава X. СТРУКТУРА ЗЕМНОЙ КОРЫ ПО ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ДАННЫМ

### §1. Петромагнитная структура фундамента континентов и океанов

Имеющиеся данные гидро-, аэро- и космической магнитной съемки позволяют получить представление о структуре аномального магнитного поля в пределах всех основных геологических областей Земли – как в океанических бассейнах, так и на континентальных блоках.

На рис. 69 приведена карта глобального распределения остаточных магнитных аномалий  $\Delta T$ , представляющих разность между нормальным полем гауссового разложения и наблюдаемым, построенным по данным американских спутников OGO-2, 4, 6. Съемка охватывает полосу Земли шириной по  $50^\circ$  в обе стороны от экватора и выполнена с интервалом одно наблюдение на каждые 50 км, что соответствует примерно градусному осреднению. Максимальные значения аномалий при высоте съемки менее 700 км не превышали  $\pm 12$  нТ. Анализ карты показывает, что лишь область впадины Тихого океана отображается устойчивыми слабоположительными-слабоотрицательными значениями  $\Delta T = \pm 2$  нТ.

В остальных районах (как континентальных, так и океанических) наблюдается мозаичное чередование положительных и отрицательных аномалий сравнительно небольших размеров. При более детальном рассмотрении можно отметить приуроченность относительно высоких положительных аномалий к областям древних докембрийских щитов, хотя имеются и исключения (например, Гавайская возвышенность и участок Восточно-Тихоокеанского поднятия в районе о-ва Пасхи, экваториальная зона Срединно-Атлантического и Аравийско-Индийского хребтов). Однако и это исключение лишь кажущееся, ибо основано на представлениях о резком разделении коры на океаническую и континентальную. На самом деле во всех отмеченных районах известны проявления кислого вулканизма, (Майерхофф, Майерхофф, 1974; Орлёнок, 1980; Пронин, 1977; Резанов, 1979) свидетельствующие о присутствии под молодыми кайнозойскими базальтовыми покровами гранитно-метаморфического фундамента, вероятнее всего, докембрийского возраста. Далее: нельзя не отметить парный характер аномалий, т. е. почти каждая сколько-нибудь интенсивная положительная аномалия имеет сопряженную интенсивную отрицательную аномалию. Следова-



тельно, это не области прямого или обратного намагничивания, а, вероятно, двухполюсные магнитные массы – диполи либо блоки большей и меньшей средней намагниченности. Судя по небольшим размерам аномалий, они продуцируются телами, расположенными в пределах верхов твердой коры. Невыразительность рифтовых хребтов в аномальном магнитном поле по сравнению со структурами щитов является указанием на то, что аномалиеобразующие тела в зоне хребтов лежат на незначительной глубине и имеют небольшие размеры, выходящие за пределы градусного разрешения.

Более детальная картина распределения аномального магнитного поля проявляется при анализе материалов гидромагнитной съемки на уровне моря. Однако необходимо учитывать тот факт, что мы при этом получаем также существенно заниженные величины аномалий. Нормальный вертикальный градиент  $\Delta T$  на средних магнитных широтах ( $40 - 60^\circ$ ) составляет около 20 нТ, следовательно, наблюдаемые аномалии при средней глубине океана 4000 м будут уменьшены на величину порядка 80 – 100 нТ и более по сравнению с теми, которые могли бы регистрироваться при измерениях на уровне дна. К аналогичным выводам приводят и непосредственные измерения поля АТ над Аравийско-Индийским и Срединно-Атлантическим хребтами, в Северной Атлантике, Баренцевом, Гренландском и Балтийском морях. В условиях суши это адекватно аэромагнитной съемке на высотах 2 – 3 км. Поэтому при непосредственном сравнении материалов магнитных измерений в океанических и континентальных областях необходимо учитывать уровень приземной съемки относительно магнитоактивного фундамента (включая слабомагнитный осадочный слой). В противном случае сглаженные аномалии глубоководной или высотной съемки будут резко контрастировать с интенсивными аномалиями мелководных или приземных наблюдений, особенно в областях с редуцированным осадочным чехлом.

Приведем несколько примеров. Безаномальная зона шириной около 300 км, приуроченная к областям материкового подножия, обычно объясняется немагнитными породами фундамента. Однако на сейсмических разрезах этих областей видно, что безаномальная зона соответствует глубокому погружению фундамента, представляющему собой предматериковый прогиб, выполненный многокилометровой толщей немагнитных осадков. Это подтверждается увеличением интенсивности аномалий  $\Delta T$  по мере подъема поверхности фундамента и выхода его из-под осадков.

Аналогичная картина поведения поля  $\Delta T$  наблюдается в районе Мексиканского залива, где оно безаномально на шельфе Техаса и над котловиной. И в том и в другом случае фундамент погружен на 5 – 6 км под уровень дна и покрыт толщей слабомагнитных осадков (Орлёнок, 1976). Не выражены, по данным О. В. Соловьева, в магнитном поле шельфы Северной Америки и Канадской котловины.

Как уже отмечалось, недипольная высокочастотная часть аномального магнитного поля Земли определяется намагниченностью верхней части разреза перисферы. Теоретически его амплитуда обусловлена алгебраической суммой составляющих вектора намагниченности  $\sum I = \sum I_n + \chi H$  всей совокупности напластований горных пород до глубины изотермы 578 – 760°C, соответствующей точке Кюри для наиболее термоустойчивых ферромагнетиков (магнетита и железа соответственно). Поэтому для решения вопроса о природе тех или иных магнитных аномалий необходимо в первую очередь решить проблему разделения интерференционных аномальных магнитных полей с тем, чтобы установить относительный вклад распределенных в пространстве аномалиеобразующих тел. На сегодняшний день эта задача представляется исключительно сложной и вследствие неоднозначности может иметь множество решений.

В первом приближении по форме и амплитуде аномалий  $\Delta T$  или  $\Delta Z$  на разных уровнях трансформаций удастся определить размеры и глубину залегания верхних кромок магнитовозмущающих тел, а в отдельных случаях изменения намагниченности – по разрезу и глубине нижних кромок. По совокупности этих данных можно оценить мощность и характер неоднородностей в строении магнитоактивной толщи перисферы. Модельные построения путем перебора комбинаций блоков различной мощности и намагниченности в лучшем случае позволяют подобрать один из множества вариантов, соответствующий данной форме аномалии  $\Delta T$  или  $\Delta Z$ , но не больше. Это следует из того, что любому данному виду магнитной аномалии соответствует множество комбинаций мощности и намагниченности по разрезу той или иной последовательности пород. Поэтому выход за рамки перечисленных возможностей интерпретации магнитных аномалий не имеет удовлетворительного теоретического обоснования. Частично мы уже касались этого вопроса выше, при анализе методов построения палеомагнитной геохронологической шкалы. Теперь рассмотрим характер аномального магнитного поля над различными структурами океанических

и континентальных областей и попытаемся проинтерпретировать их, учитывая приведенные выше ограничения.

Наибольший интерес представляет сравнение аномального поля  $\Delta T$  ( $\Delta Z$ ) над современными тектонически активными структурами – рифтовыми хребтами, островными дугами, зонами разломов (многие из которых, судя по проявлению вулканизма, имеют связи с мантийным веществом) – и тектонически стабильными структурами, где эти связи утрачены или законсервированы в виде сохранившихся продуктов эффузивного вулканизма или интрузивного магматизма. Вначале необходимо решить принципиальный вопрос: какой вклад в аномальное поле дают намагниченные породы, залегающие на больших глубинах, вплоть до изотермы точки Кюри? С учетом нормального вертикального геотермического градиента в тектонически стабильных областях океанических котловин и континентальных платформ, а также в тектонически активных областях рифтовых хребтов, островных дуг и в альпийском поясе Земли температура  $650^{\circ}\text{C}$  под континентами в среднем достигается на глубине 40 км, под океанами – где-то между 11 ( $130^{\circ}\text{C}$ ) и 40 ( $850^{\circ}\text{C}$ ) км (Магницкий, 1965). Геотермический градиент варьирует в широких пределах, что свидетельствует о весьма разнообразном температурном режиме в подошве перисферы Земли.

Приведенные данные указывают на то, что толщина магнитоактивного слоя твердой перисферы весьма изменчива и много больше принимаемой в моделях тектоники плит величины 500 – 2000 м. Поскольку тектонически активные пояса Земли занимают весьма узкие зоны, шириной несколько десятков километров, при решении вопроса о вкладе глубинных частей разреза в аномальное поле  $\Delta T$  ( $\Delta Z$ ) следует ориентироваться на данные по районам, характеризующимся небольшими значениями теплового потока, равными  $5,04 \cdot 10^{-6}$  Дж·см<sup>2</sup>·с, где изотерма Кюри лежит на заведомо больших глубинах. Так, статистический анализ большого числа наблюдений показал, что интервал изменения мощности магнитоактивного слоя достаточно велик и колеблется от 10 – 20 км в тектонически активных и до 40 – 60 км в тектонически стабильных регионах Земли.

Например, картина изменения средней магнитности пород по разрезу дна Охотского моря коррелируется с точностью до 15 – 20% с границами раздела, выделенными по материалам ГСЗ.

Расчет намагниченности производится на каждом уровне трансформации по известной формуле:  $I_i = \Delta T_i / 2\pi$ , где  $\Delta T_i$  – амплитуда поля на уровне трансформации. Значение  $I_i$  соответствует некоторой эффек-

тивной кромке магнитовозмущающего тела, находящегося на  $i$ -й глубине. Обозначением «эффективный» мы обращаем внимание на тот факт, что аномалия вызвана взаимным влиянием горизонтальной и вертикальной мощности объекта.

### ***Рифтовые хребты***

Магнитное поле рифтовых океанических хребтов имеет выраженный аномальный характер на профилях гребневой зоны и рифтовой долины. Интенсивность аномалий  $\Delta T$  здесь достигает 300 – 800 нТ и постепенно уменьшается в сторону флангов (рис. 70, 71).

Рис. 70. Обзорная карта района гидромагнитных исследований в Гренландской котловине:  
1 – магнитная съемка; 2 – магнитный профиль

Рифтовая аномалия на уровне съемки, совпадающем с уровнем моря, чаще всего положительна и имеет сложную интерференционную форму.





При съемках на уровне дна рифтовые аномалии либо сохраняют интерференционную форму, либо распадаются на отдельные знакопеременные аномалии шириной от нескольких сот метров до 2 – 4 км и переменной интенсивностью от 200 до 1200 нТ. В пределах гребневой области шириной до 200 км отмечается чередование зон сильных аномалий с относительно спокойным полем (100 – 200 нТ). Ширина этих аномалий даже на последнем уровне трансформации нередко превышает 10 – 20 км. Наличие таких нераспадающихся аномалий  $\Delta T$  на уровне дна служит указанием на присутствие в гребневой зоне участков магнитоактивного слоя мощностью свыше 5 – 10 км, а также блоков коры – слабо намагниченных и сравнительно однородных. Это подтверждается анализом трансформаций в верхнее полупространство. При этом наблюдаются исчезновение локальных интенсивных аномалий на высотах 1 – 5 км и сохранение длинноволновых аномалий на высотах более 10 км. Под гребневой зоной глубина магнитоактивного слоя местами не превышает 10 км, и, по данным статистической обработки, под флангами хребта мощность магнитоактивного слоя увеличивается до 20 км.

Исчезновение интенсивных коротковолновых аномалий (1 – 4 км) на высотах пересчета 1 – 5 км свидетельствует о том, что образующие их магнитоактивные тела располагаются в самых верхних этажах разреза (на глубине 2 – 4 км) и, видимо, соответствуют молодым магматическим образованиям. Поперечные разломы, секущие рифтовые хребты (так называемые трансформные разломы), характеризуются значительным уменьшением интенсивности поля  $\Delta T$ . Расчет верхних кромок по наиболее дифференцированным аномалиям на последнем (наиболее глубоком) уровне передает глубины, в среднем совпадающие с уровнем дна (табл. X.1).

Приведенные данные являются доказательством довольно большой мощности магнитоактивного слоя под рифтовыми хребтами. Изотерма Кюри испытывает подъем до 10 км от уровня дна в узкой гребневой зоне и погружается на флангах хребтов на глубины свыше 20 км. Все это свидетельствует о дифференцированном строении верхов перисферы рифтовых хребтов. Об этом же свидетельствует и широкий диапазон гипоцентров землетрясений (5 – 33 км), на что мы указывали ранее в связи с рассмотрением вопроса о релаксационных свойствах толщи породы, подстилающей Срединно-Атлантический хребет. Наличие на таких глубинах жестких подвижек блоков свидетельствует о локализации эвтектических камер и разделении их жесткими блоками,



находящимися в условиях сравнительно низкого температурного режима. Это и предопределяет относительно глубокое и сложнодифференцированное расположение подошвы изотермы Кюри, а вместе с ней и толщины магнитоактивного слоя под рифтовыми и остаточными возвышенностями, как в океанических, так и в континентальных областях.

Полосовой характер аномалий гребневой зоны отражает линии глубинных разломов, причем интенсивность поля  $\Delta T$  вдоль них, видимо, пропорциональна возрасту магматических и интрузивных внедрений. Самым молодым из них соответствуют более интенсивные аномалии  $\Delta T$ , и наоборот. Эти разломы отражают билатеральное растяжение свода крупной остаточной возвышенности (каковыми являются рифтовые хребты) вследствие погружения по обе стороны от нее сегментов перисферы. Видимо, не случайна поэтому приуроченность наиболее глубоких впадин к нижним флангам таких хребтов (например, зона абиссальных холмов Атлантического океана с глубинами около 6000 м).

Наличие магматизма и частые землетрясения вдоль рифтовой долины гребневой зоны и отсутствие таковых вдоль субширотных разломов, что находит отражение и в разной интенсивности поля  $\Delta T$  над ними, свидетельствуют о более интенсивном растяжении в субширотных направлениях по сравнению с субмеридиональными. Это и привело к заложению рифтовых разломов, корни которых, возможно, связаны с астеносферой.

Проведенный статистический анализ интервалов широтного сегментирования хребтов показал (Орлёнок, 1980), что преобладающая дистанция между субширотными разломами Восточно-Тихоокеанского и Срединно-Атлантического хребтов составляет примерно 200 – 220 км, т. е. около  $20^\circ$  по меридиану. Это, видимо, критическая кривизна сферы, при которой начинается ее сегментация вдоль меридионального направления при общем полюсном сжатии Земли. Максимальные амплитуды широтных смещений рифтов отмечаются в приэкваториальных областях Земли с постепенным уменьшением сдвигов при удалении к высоким широтам. Высокоширотные участки Восточно-Тихоокеанского, Западно- и Восточно-Индийского хребтов, хребта Гаккеля практически не имеют субширотных разломов.

Таким образом, положительные и отрицательные линейные магнитные аномалии отражают не вертикальную слоистость коры, а весьма сложную гетерогенную ее структуру, представленную напластованием различно намагниченных лав, влиянием косо намагничивания,

геометрией самих тел и положением их нижних кромок. Аналогична природа магнитных аномалий в Красном море, Аденском и Калифорнийском заливах, расположенных по простиранию океанического рифта. То же самое относится и к Восточно-Африканским разломам, и к Байкальскому рифту. Интенсивность аномалий  $\Delta T$  во всех случаях зависит от глубинности разломов и их связи с мантийными расплавами. Молодые рифты, не имеющие такой связи, будут характеризоваться меньшей интенсивностью аномалий  $\Delta T$ , и наоборот: зрелые рифты, имеющие такую связь, будут обогащены высокомагнитным материалом вследствие подъема кайнотипных базальтовых лав, что и найдет отражение в увеличении амплитуд магнитных аномалий. Так, слабо аномальное поле Байкальского рифта свидетельствует об отсутствии связи этого разлома с мантией и о молодости самой структуры.

### ***Нерифтовые (глыбовые) остаточные возвышенности***

В отличие от структур, испытывающих в настоящее время активное растяжение на своде и относимых к рифтовым образованиям, глыбовые остаточные возвышенности океанических и континентальных областей характеризуются в целом полем аномалий  $\Delta T$  значительно меньшей интенсивности, обычно не превышающей 200 – 300 нТ на уровне съемки. Например, на хребте Ширшова аномалия  $\Delta T$  имеет довольно однородный вид, а ее амплитуда составляет 100 – 200 нТ, на Китовом хребте – 200 – 300 нТ, хребте Жуан-де-Фука – 200 – 500 нТ, подводном Фареро-Исландском плато – до 300 нТ и т. д. Узкие зоны интенсивных аномалий (100 – 500 нТ), наблюдаемые над глыбовыми возвышенностями, приурочены, как правило, к краевым зонам, где, по данным сейсмопрофилирования, они коррелируются с погребенными под осадками вулканическими образованиями. Например, на плато Воринг над такими структурами аномалия  $\Delta T$  достигает 100 нТ. Цепочки молодых (преимущественно кайнозойских) вулканических гор фиксируются вдоль склонов многих асейсмичных глыбовых возвышенностей. Они, вероятно, отражают поздний этап опусканий dna прилегающих участков котловин и заложены вдоль обрамляющих эти возвышенности линий глубинных разломов. В отличие от рифтовых структур магнитное поле асейсмичных возвышенностей наряду с зонами малоамплитудных узких знакопеременных аномалий имеет участки слабодифференцированных полей протяженностью 20 – 40 км и более.

Трансформация таких полей в верхнее полупространство приводит к быстрому исчезновению высокочастотных составляющих (на высотах 5 – 10 км) и сохранению региональных длинноволновых аномалий на уровнях свыше 10 – 15 км. При пересчете вниз эти аномалии не распадаются. Такие аномалии получены под хребтом Ян-Майен. Слабодифференцированное длинноволновое поле  $\Delta T$  имеют хребет Хуан-де-Фуко и Маскаренский хребет. Поле  $\Delta T$  над Исландским плато и Фареро-Исландским порогом имеет нерегулярный вид – мелкие неоднородности исчезают при пересчете до 5 – 7 км, а общий региональный фон, соизмеримый с размерами плато, остается. Над хребтом Кергелен поле  $\Delta T$  характеризуется высокой интенсивностью (свыше 500 нТ) и дифференцированностью с длинами волн от 5 – 10 до 50 – 200 км. Здесь известны проявления четвертичного вулканизма, чем, вероятно, и обусловлен интенсивный высокочастотный фон.

Хорошо видны увеличение интенсивности и высокочастотности аномалий в зонах молодого и современного магматизма хребта Колбенсей и понижения интенсивности и нерегулярный характер поля над областями Исландии, Ян-Майена и Бореального хребта, имеющих относительно спокойный тектонический режим (рис. 72).

Резюмируя сказанное по глыбовым (нерифтовым) возвышенностям, мы должны признать более спокойный и длинноволновый характер поля  $\Delta T$  над ними, что заметно контрастирует с рифтовыми областями. С другой стороны, появление здесь высокоаномальных зон обычно служит указанием на проявление молодого вулканизма и разломной тектоники. Устойчивость крупных аномалий при трансформациях в верхнее полупространство указывает на значительные глубины залегания аномалиеобразующих тел, т. е. имеются основания говорить об увеличении мощности магнитоактивного слоя под асейсмичными возвышенностями до 20 км и более. Не следует ожидать унифицированности полей  $\Delta T$  над всеми глыбовыми структурами. И на суше, и в океане они могут иметь различный возраст. При этом одни возвышенности длительное время были выведены на поверхность и, следовательно, покрывающие их осадочные и кристаллические породы подвергались глубокому разрушению и денудации. Другие лишь недавно сформировались, и деструкция еще не затронула их в значительной мере (сохранился даже осадочный чехол). Первые характерны для континентальных областей, вторые – для океанических. При абразии древних возвышенностей ближе к поверхности окажутся породы ниж-

них горизонтов коры, частично претерпевшие сильное зеленокаменное перерождение. Такие породы обладают низкой намагниченностью и будут характеризоваться малыми или отрицательными аномалиями. Примером может служить Урал, осевая часть которого характеризуется низкими или отрицательными аномалиями (до 400 нТ). Аналогичная картина слабых или отрицательных магнитных аномалий известна на Тянь-Шане, Памире, Казахском мелкосопочнике и во многих других областях древних остаточных возвышенностей с палеозойским магматизмом.

Рис. 72. Рельеф и магнитное поле (точками) Бореального хребта в Гренландском море

### ***Континентальные окраины***

Магнитное поле континентальных окраин имеет резко аномальный характер в районе верхней части материкового склона, затем в области подножия оно становится практически безаномальным и по мере удаления в абиссаль приобретает черты знакопеременного с амплитудами 100 – 200 нТ (рис. 73). Сопоставление с сейсмическими данными позволяет установить, что интенсивные положительные аномалии склона (300 – 500 нТ) коррелируются с топографией акустического фундамента, в котором обнаруживаются хребты вулканического облика, погребенные под осадками и линейно вытянутые вдоль континентальных окраин. В других случаях при отсутствии таких структур аномалии  $\Delta T$ , вероятно, вызваны системами глубинных разломов, серпентинизированных, или «зашитых», высокомагнитными телами (интрузиями основного или ультраосновного состава). Например, такого рода аномалия  $\Delta T$  с амплитудой 700 нТ фиксирует границу Чукотского аваншельфа, опустившегося на глубину более 500 м под уровнем моря. Безаномальная зона в районе материковых поднятий Атлантического и Индийского океанов соответствует глубокому погружению фундамента, кровля которого образует прогиб, выполненный толщей немагнитных осадков мощностью 6 – 8 км. Эти структуры мы назвали предматериковыми прогибами (Орлёнок, 1971). Ослабление интенсивности поля  $\Delta T$  над предматериковыми прогибами отражает не уменьшение намагниченности пород фундамента, а эффект трансформации с удалением уровня съемки от кромок магнитовозмущающих тел.

Рис. 73. Магнитное поле континентальной окраины  
Лофотенской котловины

На окраинах докембрийских платформ магнитное поле может принимать исключительно сложную форму, где сопоставление с данными сейсмоки ясно показывает приуроченность высоких положительных значений  $\Delta T$  к линиям вертикальных разломов. Это особенно наглядно можно продемонстрировать на примере северной окраины Лабрадорского щита. Не оставляет никакого сомнения, что столь интенсивная серия лабрадорских аномалий (около 1000 нТ) обусловлена высокомагнитными телами, а не обращениями геомагнитного поля в духе интерпретации Вайна и Мэтьюза.

Особый интерес представляют тектонически активные континентальные окраины и островные дуги, имеющие в основании глубоководный желоб. Как правило, сами желоба не имеют выражения в аномальном магнитном поле. Часто их простирание не совпадает с простиранием магнитных аномалий. Линии магнитных аномалий несогласно секут желоба и далее совпадают с простиранием островной дуги или континента. При детальном исследовании в районе желобов обычно выделяется большое количество мелких изометрических аномалий  $\Delta T$ , соответствующих, возможно, отдельным дайкам и штокам высокомагнитных пород, внедрившихся вдоль стенок желоба. Трансформация поля в нижнее полупространство существенно не изменит картины. Это значит, что желоба континентальных окраин и островных дуг имеют сравнительно ненарушенную однородную магнитную структуру коры. В то же время вулканические цепи подводных гор вдоль приматерикового и приокеанического края желоба, фиксирующие линии разломов, характеризуются резко аномальным полем  $\Delta T$ , которое по мере удаления от желоба затухает до минимальных значений (40 – 70 нТ). При этом важно отметить несовпадение батиметрического профиля гор с профилем аномалии  $\Delta T$ . Это подтверждается и при проведении специальных исследований одиночных вулканических подводных гор ложа океана. Поле  $\Delta T$  подводных гор, как правило, имеет более сложную конфигурацию, нежели их топография (см. рис. 72).

Резюмируя сказанное, мы должны признать, что поле  $\Delta T$  континентальных окраин с учетом трансформирующего эффекта погружения фундамента во многом сходно с полем асейсмичных глыбовых возвышенностей по интенсивности и длинам преобладающих волн. Спектральная плотность  $\Delta T$  обнаруживает широкий диапазон длин волн аномалий – от 200 м до 33 км, а максимум приходится на значения 40 – 66 км. Значительная ширина аномалий свидетельствует о



большой мощности магнитоактивного слоя, превышающей 20 км. Так, в сводке В.Э. Волк и др. 1973 г. приводятся материалы исследований намагниченности пород по глубине в различных окраинных морях Арктического бассейна, Балтийского моря и Курило-Камчатской зоны. Полученные данные показывают, что в Охотском море наиболее вероятная мощность магнитоактивного слоя (по определению нижних кромок намагниченных тел) составляет 20 – 60 км, а на Курило-Камчатской островной дуге – 10-20 км, в желобе – 25-60 км, в прилегающих котловинах Тихого океана – 15-35 км, на шельфе Чукотского моря – 30-40 км, Восточно-Сибирского моря – 30-45 км, в Печорской впадине – 30-35 км, в Баренцевом море – 35-40 км. Хорошее совпадение расчетных глубин кромок магнитовозмущающих тел с сейсмическими границами в земной коре свидетельствует о достоверности выполненной интерпретации.

### ***Глубоководные котловины***

Поле  $\Delta T$  океанических котловин при съемке на уровне моря, что соответствует удалению верхних кромок на 3 – 6 км, характеризуется знакопеременными аномалиями относительно слабой интенсивности ( $\pm 50$  – 100 нТ). Ширина последних составляет несколько километров. Над зонами разломов интенсивность аномалий увеличивается до 500 нТ и более. В плане аномалии имеют мозаичную структуру. Уже давно было отмечено, что структура поля  $\Delta T$  котловин Северного Ледовитого океана за пределами рифтового хребта Гаккеля практически не отличается от структуры поля примыкающих шельфовых морей и континентальных областей Евразии. При высотной спутниковой съемке ( $H=400$  – 500 км) поля  $\Delta T$  Евразии и котловин Северного Ледовитого океана также одинаковы. В целом магнитное поле на разных высотах съемки отражает в положительных аномалиях блоки повышенной намагниченности, которые хорошо коррелируются с докембрийскими щитами, в отрицательных аномалиях блоки пониженной намагниченности в первом приближении коррелируются с платформами.

Размеры таких блоков достигают нескольких тысяч километров. Сравнение поля приземной съемки в пределах континентальных платформ с полем  $\Delta T$  глубоководных котловин практически не обнаруживает в их структуре принципиальных различий. Чтобы убедиться в этом, более подробно рассмотрим структуру аномального магнитного поля под континентальными и океаническими областями на примере Северной Атлантики и Восточно-Европейской платформы.

### *Гренландское море, Зюйдкапский желоб*

Съемка здесь была проведена в двух районах – в центральной и западной частях котловины, прилегающей к Гренландскому подводному склону, и на фланге хребтов Мона и Книповича (см. рис. 70 с. 257).

До наших работ (Орлёнок, 1985) рельеф дна был изучен на очень редких галсах, дающих лишь самое общее представление о морфологии Гренландской котловины. Согласно полученным данным (рис. 74), дно западной части котловины представляет собой плоскую равнину с глубинами 3000 – 3500 м, погружающуюся в сторону флангов рифтовых хребтов Мона и Книповича до 3600 – 3700 м. Материковый склон Гренландии удалось исследовать лишь до глубины 2700 м (на одном галсе до изобаты 1400 м). В районе 74°30' обнаружен подводный каньон, начинающийся в основании материкового склона с глубины 2680 м. Глубина вреза V-образной долины – 20-50 м – прослеживается на расстоянии 220 км. В юго-восточной части района исследований над плоской равниной дна поднимается несколько крупных, сложной конфигурации холмов высотой 400 – 500 м, являющихся дальними отрогами хребта Мона. Показанная на всех батиметрических картах Атлантического океана в районе с координатами 74°30' с. ш. и 10° з. д. крупная подводная гора высотой около 1000 м нами здесь не была обнаружена. Гора была нанесена по единичному галсу, вероятно, ошибочно, из-за невязок в счислении места судна. Возможно, за нее был принят выступ материкового склона Гренландии, начинающийся в 35 км от указанного места.

На северо-востоке Гренландская котловина отделяется от Бореальной высокой (более 2000 м) кустообразным порогом, выделенным впервые М. Тальвани в 1978 г. как Гренландская зона разломов. Детально на участке между 4°30' з. д. и Гринвичем нами была изучена морфология этой структуры (см. рис. 72, 74, а). Юго-западный борт ее, обращенный к Гренландской котловине, очень крутой (30 – 40°) и имеет высоту 2000 – 2350 м; северо-восточный борт более пологий – он постепенно переходит во впадину Бореальной котловины с глубинами 3100 – 3300 м. Высшие точки порога образованы вытянутыми согласно его общему простиранию горами (№6 – 1450 м, №7 – 2160 м, №8 – 1840 и №9 – 2070 м). Исследованная структура является субширотной границей двух различных уровней опускания дна и представляет собой своего рода остаточную возвышенность. По структуре и литологии



слагающих ее пород можно получить представление о строении коры пустившихся по обе стороны котловин. И действительно, магнитная съемка над порогом выявила интересные особенности его строения (рис. 72). Порог оказался не разломом, а останцом по границе двух опустившихся котловин. Поскольку это самая северная в Атлантическом бассейне субширотная возвышенность, правильнее было бы ее называть Бореальным хребтом, или Бореальным подводным порогом, что исключило бы также известную путаницу с Гренландским порогом между Исландией и Гренландией.

Рельеф восточных районов Гренландской котловины, примыкающих к флангам хребтов Мона и Книповича, отличается большой расчлененностью и из холмистого на нижних флангах переходит в высокогорный близ гребневой зоны (рис. 74, б). Котловина испытывает наибольшее погружение у основания хребтов (до 3700 м и более). Высота холмов 300 – 500 м. Они часто имеют неправильную форму и преобладающее субмеридиональное простирание, согласное с простиранием рифтовых хребтов; массивы вытянутых на 25 – 30 км возвышенностей имеют ширину 6 – 8 км. Поднятия на 1000 м и более над дном котловин по простиранию прерываются широкими выровненными осадками, депрессиями. Непрерывной системы хребтов не прослеживается. Здесь расположено много изометрических гор вулканического облика высотой 1000 – 1200 м и площадью 40 – 50 км<sup>2</sup>. Южнее 74-й параллели хребет Книповича представляет собой приподнятое на 3000 м и сильно расчлененное горное плато. Среди 34 обнаруженных и обследованных крупных гор (рис. 74) выделяются: массив из двух вытянутых хребтов на северо-востоке с отметками 2100 и 2500 м и горы №15 и №14 (2880 и 2630 м соответственно). Последняя интересна тем, что представляет собой узкий гребень с почти отвесными бортами высотой около 1000 м. Вдоль западного борта фиксируется узкий желоб с максимальной глубиной 3520 м и шириной днища не более 3,5 км.

Донные осадки котловины представлены алеврито-пелитовыми илами светло-коричневого и палевого цвета с включением большого количества современных фораминифер. На подводных горах и холмах содержание песчаной и грубообломочной фракций увеличивается, много гальки базальтовых и гранитных пород.

Аномальное магнитное поле Гренландской котловины характеризуется сильной дифференцированностью по всей ее площади (см. рис. 71, 75). Интенсивность поля меняется от -150 до +450 нТ. Изодинамы аномалий имеют преимущественно субмеридиональное



простирается с юго-запада на северо-восток. Поле котловины на уровне моря практически не имеет принципиальных различий с полем хребтов Мона и Книповича и в целом обладает весьма средней интенсивностью (абсолютные значения амплитуд не превышают 400 – 600 нТ). Факт сам по себе удивительный, если принимать кору океанических котловин как весьма специфичное образование, сложенное преимущественно высокомагнитными базальтовыми породами. Аналитическое продолжение поля на уровень дна дифференцирует картину, но принципиально ничего не изменяет. Поле  $\Delta T$  остается среднеинтенсивным. Отмечается несоответствие в простирании аномалий восточной части Гренландской котловины с аномалиями рифтовых хребтов. Первые имеют широтное простирание, вторые – субмеридиональное, т. е. как бы наложены на поле котловин. Глубина залегания верхних кромок меняется от 0 на хребтах до 4 км в районе Гренландского подножия (см. табл. X.1). Это полностью совпадает с данными сейсмоки о мощности немагнитной осадочной толщи в регионе.

Обнаруженная близ основания материкового склона Гренландии система узких положительных аномалий со значениями 300 – 450 нТ на уровне дна (см. рис. 75) позволяет предположить здесь либо конформную аномалиям систему глубинных разломов, либо, что более вероятно (учитывая данные сейсмопрофилирования южнее), систему погребенных под осадками хребтов. На уровне их верхних кромок аномалии возрастают до 600 нТ. В рельефе дна по простиранию некоторых аномалий фиксируются отдельные невысокие холмы (200 – 300 м). Отмеченные аномалии прерываются на Бореальном пороге (рис. 75). Поле  $\Delta T$  над порогом распадается на слабые положительные и отрицательные аномалии (рис. 70) и остается таковым в поле трансформаций. Этот неожиданный резкий контраст строения дна и аномального магнитного поля, несмотря на значительный подъем дна, ясно свидетельствует о немагнитности пород, слагающих массив Бореального хребта. Сравнительно невысокая аномальность поля Гренландской котловины и срединных хребтов Мона и Книповича указывает на то, что просевший по обе стороны от них фундамент должен иметь в целом сходное строение. И действительно, рассчитанная по линейным аномалиям котловин намагниченность пород весьма невысока и составляет  $200 - 300 \cdot 10^{-3} \text{ А} \cdot \text{м}^{-1}$ . Над подводными горами она закономерно возрастает до  $800 - 1800 \cdot 10^{-3} \text{ А} \cdot \text{м}^{-1}$ .

Отметим, что ни на одной из 34 обследованных подводных гор региона их батиметрия не совпадала с конфигурацией поля  $\Delta T$ . Это объясняется геометрией аномальных тел и лавовых покровов и, возможно, вектора намагниченности  $I_n$ . Над пятью подводными горами получены отрицательные значения  $\Delta T$  (около -600 нТ).

Глубина залегания нижних кромок для рифтовых хребтов в среднем не превышает 7,5 км, для котловины – 8 км. Следовательно, мощность магнитоактивного слоя колеблется от 3 до 7 км, увеличиваясь на положительных структурах. Анализ данных расчета намагниченности показал, что породы хребтов Мона и Бореального в основном слабомагнитные, а на рифтовом хребте Книповича – сильномагнитные.

Магнитная съемка над Зюйдкапским желобом, образование которого ряд исследователей связывает с разломной тектоникой, показала, что поле  $\Delta T$  над ним практически безаномально (рис. 76). Оно во многом сходно с полем Бореального порога. Однако известно, что фундамент желоба сложен мощной толщей метаморфических и осадочных пород формации Хекла-Хук, достигающей здесь 10 – 12 км и практически немагнитной. Отсюда можно сделать заключение о том, что Бореальный порог сложен аналогичными породами близкой мощности. Интересно, что трансформация поля  $\Delta T$  Гренландской котловины в верхнее полупространство дает структуру поля, аналогичную полю над Зюйдкапским желобом и над Бореальным хребтом на высотах 10 – 12 км (см. рис. 76). Иными словами, штоки и сравнительно маломощные покровы базальтов при трансформации поля вверх не маскируют интегральную структуру материнского фундамента, который обнаруживает в магнитометрии сходный состав с фундаментом заведомо континентальных платформ. Безаномальный характер поля Зюйдкапского желоба свидетельствует о его нетектонической природе. Он был выпахан деградировавшими с Баренцевоморского шельфа ледниками четырех последовательно сменявших друг друга оледенений северного полушария. К аналогичному выводу на основании детальных геоморфологических исследований пришел и Г. Г. Матишов (1980).

Региональный профиль, отработанный нами в Лофотенской котловине по другую сторону хребта Мона (см. рис. 73, с. 265), обнаруживает ту же структуру поля  $\Delta T$ , что и в Гренландской котловине. Правда, в основании материкового склона Норвегии вследствие глубокого погружения фундамента и большой мощности осадков фиксируется слабоаномальная зона.

Рис. 76. Аномальное магнитное поле ( $\Delta T$ ) над Зюйдкапским желобом и Бореальным хребтом ( $H$  – поверхность дна)



### *Балтийская синеклиза*

В 1982 г. мы провели детальную гидромагнитную съемку в Балтийском море (рис. 77), явившуюся продолжением работ, начатых в 1973 – 1975 гг. на локальных структурах фундамента Балтийской синеклизы (Ороленок и др., 1993). При общем линейном характере аномалий поле  $\Delta T$  Балтийского моря оказалось значительно (в два-три раза) интенсивнее поля рассмотренных океанических областей. Аномалии изометрической и вытянутой формы интенсивностью  $+800 \div +1300$  и даже  $2170$  нТ простираются вдоль оси Балтийской синеклизы, причем фундамент здесь погружен на глубину  $1,5 - 3,5$  км (рис. 77). Оказывается, гранитометаморфический комплекс заведомо континентальной коры обладает большей намагниченностью, чем молодая «океаническая» кора океана. Факт, казалось бы, парадоксальный. Однако это лишь на первый взгляд. Дело в том, что океанологи практически не сравнивали морские наблюдения с сухопутными и строили свои выводы лишь на основе собственных материалов. Расчеты верхних и нижних кромок для Балтийской синеклизы показали (табл. X.2), что мощность магнитоактивного слоя здесь почти такая же, как и в Гренландской котловине –  $5-7$  км, но заметно выше намагниченность пород –  $2000-2700 \cdot 10^{-3} \text{ А} \cdot \text{м}^{-1}$ . При трансформации вверх поле выполаживается на тех же уровнях (рис. 78).

Продолжим наше рассмотрение на примере детальной съемки поля  $\Delta Z$  в сухопутной части Балтийской синеклизы в районах Ладушкинского и Ушаковского локальных поднятий фундамента (Калининградская обл. (рис. 78 а,б)). На средних магнитных широтах поле  $\Delta Z$ , как известно, мало отличается от поля  $\Delta T$ . Поэтому аномальные значения  $\Delta Z$  суши можно сравнивать с аномальными значениями  $\Delta T$  акватории Балтики.

В общем плане геологической обстановки изученные структуры занимают различное положение. Ушаковская структура площадью  $50 \text{ км}^2$  располагается в континентальной части синеклизы. Фундамент здесь лежит на глубине  $2150$  м; высота поднятия  $125 - 150$  м. Примерно такой же площади Ладушкинская структура находится в более погруженной приморской части синеклизы, на берегу Вислинского залива. Фундамент залегает на глубине  $2250$  м; высота поднятия  $125$  м. Как известно, магнитные аномалии существуют при наличии двух условий: различия в физических свойствах пород (главным образом магнитной восприимчивости  $\chi$  и намагниченности  $I$ ) и негоризонтальности

Рис. 77. Карта аномального магнитного поля ( $\Delta T$ ) центральной части Балтийского моря (на уровне нТл) (по Орлёнку, 1993)

залегания границ раздела пород с различными физическими свойствами. Располагая данными о петрофизических характеристиках пород фундамента, а также материалами сейсмических исследований МОВ и КМПВ о структуре поверхности фундамента, можно оценить реализацию этих двух условий в пределах изучаемых поднятий.

При использовании известных параметров намагниченности и глубины залегания кромки фундамента можно оценить магнитный эффект над центром локального поднятия. При аппроксимации последнего шаром получаем  $\Delta Z = 50 \div 500$  нТ. Изменение  $h$  на 100 м дает эффект в несколько нанотесл. Следовательно, при достигнутой нами точности съемки 6 – 9 нТ аномалии, созданные топографическим поднятием фундамента данной амплитуды, не будут зафиксированы. Таким





Рис. 78. Аномальные магнитные поля Ушаковской (а)  
и Ладушкинской (б) структур:  
1 – положительные; 2 – нулевые; 3 – отрицательные; 4 – изогипсы опорного  
отражающего горизонта; 5 – скважины. Поле трансформаций (в)

образом, полученное аномальное поле  $\Delta Z$  в Балтийской синеклизе, в том числе и над широко распространенными здесь локальными поднятиями типа Ушаковского и Ладушкинского (к которым приурочены все известные в Прибалтике промышленные скопления нефти), будет отражать петрофизические неоднородности в теле фундамента и, в меньшей степени, – вертикальные контакты. По глубине залегания основной контактной поверхности осадки (фундамент – 2300 м) условия магнитной съемки в Балтийской синеклизе близки к условиям наблюдений в Северной Атлантике (с глубинами 2 – 3 км).

Аномальное магнитное поле в пределах Ушаковской структуры (см. рис. 78, а) характеризуется большой интенсивностью (375 – 800 нТ). Само поднятие фундамента не оказывает влияния на поле  $\Delta Z$ . На Ладушкинской структуре (см. рис. 78, б) картина существенно меняется. На фоне слабоаномального поля  $-25 \div +25$  нТ купольная зона поднятия практически совпадает с аномалией  $\Delta Z$ , увеличивающейся здесь до 75 нТ (Орлёнок, Феськов, 1978). Полное выравнивание поля при трансформации на высоту 3 км свидетельствует о том, что мощность магнитоактивной толщи (с учетом глубины погружения фундамента) может быть оценена в 5 – 6 км.

Интенсивная Ушаковская аномалия сравнима с аномалиями над подводными горами Гренландского моря и даже превышает их (на уровне фундамента ( $Z > 1000$  нТ)). Следовательно, по петрофизическим (магнитным) характеристикам породы данного участка фундамента синеклизы сходны с базальтами океанических гор. Полное распадение аномалий на уровне 1000 м свидетельствует о существенной неоднородности пород, слагающих фундамент рассматриваемого участка Восточно-Европейской платформы. Слабомагнитные блоки чередуются с сильномагнитными.

Таким образом, приведенные данные о структуре магнитного поля различных регионов не обнаруживают принципиального различия в строении и мощности магнитоактивного слоя, а следовательно, и литологии континентальных и океанических областей.

Постулируемые в литературе различия – лишь кажущиеся и обусловлены методическим подходом. Сравнению подвергаются материалы наблюдений, полученные на существенно разных уровнях съемки от верхней кромки магнитоактивного фундамента. Устранение этого недостатка путем приведения всех наблюдений к уровню фундамента унифицирует разновысотные наблюдения. Выявляемые же при этом изменения в структуре полей будут отражать вариации состава фунда-

мента. Последние же, как мы видели на конкретных примерах, не столь уж велики, чтобы делать вывод о принципиальном различии в составе коры континентов и океанов, во всяком случае, на материалах магнитометрии.

## **§2. Плотностная структура коры по гравиметрическим данным**

Остановимся подробнее на вопросах гравиметрического редуцирования на море, которые, на наш взгляд, следует считать также весьма дискуссионными и противоречивыми. При этом будет показано, что широко используемые для оценки плотностных различий коры континентальных и океанических областей так называемые «насыпные» аномалии Буге не отвечают требованиям обеспечения эквивалентности сухопутных и морских наблюдений, а лишь создают видимость таковой, несмотря на то, что именно для этого и была введена условная редукция Буге (Джеффрис, 1960; Гайнанов, Гусев, Орлёнок, 1978). Широкое использование результатов гравиметрических измерений в геотектонических построениях требует специального критического рассмотрения существа полученных аномалий силы тяжести в различных редукциях на море и их соответствия реальному разрезу коры и мантии.

Наблюдаемые на физической поверхности Земли значения силы тяжести  $\Delta g_n$  будут отличаться от нормальной  $\gamma$ , что, как известно, обусловлено полюсным сжатием Земли и изменением угловой скорости вращения по широте (рис. 79).

Их разность  $\Delta g$  дает меру уклонения реальной силы тяжести, наблюдаемой на физической поверхности Земли, от той, которая наблюдалась бы на идеальной поверхности эллипсоида вращения:

$$\Delta g = \Delta g_n - \gamma \quad (X.1)$$

и будет характеризовать полную аномалию силы тяжести.

Дальнейшие операции с аномалией (X.1) призваны учесть топографию реальной поверхности, на которой выполнены наблюдения, и плотностную неоднородность верхних слоев земной коры.

Введением в формулу (X.1) редукции в свободном воздухе (Фая) учитывается изменение нормальной вертикального градиента силы тяжести:  $\Delta g^1 = 0,3086h$ , где  $h$  – расстояние по вертикали от уровня моря.





Теперь, если сравнить получаемую при этом аномалию для суши (точка А) и для моря (точка В; см. рис. 80), нетрудно видеть, что условия наблюдения и в том и в другом случае будут неравноценны.

Рис. 80. Схема построения эквивалентной трансформированной аномалии (ЭТА) силы тяжести на море (Орлёнок, 1985)

Вводя поправку  $\Delta g^1$  на суше, мы тем самым переносим массы без искажения под уровень моря, в данном случае совпадающий с поверхностью геоида, для которого рассчитано поле  $\gamma$ , и сравниваем аномалии для существенно разноплотностных блоков, для которых справедливо соотношение:  $\rho_2 H \neq 2\rho_1 h + \rho_1(H - h)$ , где  $\rho_2 = 1,03 \text{ г/см}^3$  – плотность морской воды,  $\rho_1 = 2,67 \text{ г/см}^3$  – средняя плотность консолидиро-

ванной коры. Например, при глубине  $H = 5000$  м и  $h = 1000$  м для единичного столба с сечением  $S = 1$  см<sup>2</sup> имеем  $\rho_2 H = 5 \cdot 10^5$  г,  $2\rho_1 \cdot H + \rho_1(H-h) = 37,5 \cdot 10^5$  г, т. е. континентальные массы выше уровня дна в точке А притягивают почти в 7,5 раза сильнее, чем слой воды в точке В.

Отсюда следует, что аномалия в точке А существенно выше аномалии в точке В не оттого, что под ними находится разная по плотности кора, а вследствие различных условий наблюдения. Континентальный выступ создает дополнительные массы. Поэтому производимое в настоящее время сравнение морских аномалий Фая с континентальными, по существу, не дает ясной картины плотностного состояния коры и мантии под континентами и океанами из-за сильного маскирующего влияния континентального выступа, с одной стороны, и водной массы – с другой. К тому же редукция Фая при измерениях на море, строго говоря, равна нулю вследствие того, что  $h = 0$ .

Введением редукции Буге  $\Delta g_2 = -0,0419\rho h$  для суши мы полностью удаляем массы, выступающие над уровнем моря (геоида), либо оставляем те из них, что имеют плотность выше избранной средней (обычно  $2,67$  г/см<sup>3</sup>), или создаем дефицит масс, если реальная плотность меньше этой средней. Иными словами, редукцией Буге мы как бы сравниваем реальные массы с выбранным средним значением  $\rho$ . Следовательно, полученная таким образом в точке А (см. рис. 80) аномалия Буге

$$\Delta g_2 = [g_n - \gamma]_A + 0,3086h - 0,0419\rho h \quad (X.2)$$

также не может быть использована для сравнения с полной аномалией в точке В:  $\Delta g = [g_n - \gamma]_B$ . Действительно, при принятых значениях  $H$ ,  $h$ ,  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  имеем  $\rho_2 H = 5 \cdot 10^5$  г,  $\rho_1 H = 13,4 \cdot 10^5$  г, т. е. оставшийся после редукцирования континентальный выступ притягивает в точке А почти в три раза сильнее, чем слой воды в точке В. Отсюда видно, что оценка плотностных различий консолидированной коры под дном океана и коры континента путем сравнения полной аномалии (X.1) с аномалией Буге (X.2) также невозможна из-за существенно неоднозначных условий наблюдения, которые усугублены, с одной стороны, изъятием значительных масс, залегающих выше уровня моря, а с другой – наличием слоя воды и удаленностью от уровня моря контактной поверхности вода-дно.

Решение проблемы уравнивания условий на суше и на море ищут путем «засыпки» впадины моря «недостающими» массами плотностью  $1,67$  г/см<sup>3</sup> и расчетом условной аномалии Буге по формуле

$$\Delta g_2 = [g_n - \gamma] + 0,3086h + 0,0419(2,67 - 1,03)H. \quad (X.3)$$

В зарубежной научной литературе этот метод редуцирования обычно не используется. Широкое применение он находит в отечественной литературе (Гайнанов, Гусев, Орлёнок, 1978). Однако следует напомнить, что аномалия Буге по определению учитывает притяжение масс, выступающих *над* поверхностью геоида ( $h > 0$ ). При наблюдениях же на море  $h = 0$  и формула (X.1) в этом случае принимает вид:  $\Delta g_2 = [g_n - \gamma]$ , т. е. аномалия Буге совпадает с полной аномалией (X.1). Кроме того, искусственный прием «засыпки» впадины моря «недостающими» до средней плотности коры массами сам по себе сильно завышает аномалию, которая тем больше, чем глубже море. Например, увеличение глубины моря до 5000 м соответствует повышению редукции Буге  $\Delta g_2$  на  $+210 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ . Этот методически созданный избыток масс и обуславливает создание больших положительных псевдоаномалий Буге над океаническими областями. В частности, отсюда получается, что с увеличением глубины моря плотность коры под ним как бы возрастает. Широкое использование подобных построений (и в немалой степени под влиянием данных сейсмологии о якобы высоком положении границы М под океанами) создало в современной научной литературе представление об аномально плотной коре океанических сегментов Земли, резко отличающейся по этим параметрам от коры континентов, и сыграло в качестве обратной связи не последнюю роль в интерпретации морских сейсмических измерений.

Тем не менее, ни одна из применяемых в настоящее время и обсужденных здесь схем редуцирования аномалий силы тяжести на море не обеспечивает эквивалентности данных измерений, выполненных на суше и в океане. Поэтому результаты такого редуцирования сильно искажены и не отражают реальной картины плотностного состояния коры и мантии континентальных и океанических областей. С одной стороны, это обусловлено маскирующим влиянием континентального выступа, с другой – наличием разуплотненной массы водного слоя и глубоким смещением контактной границы вода-дно. Следовательно, задача нахождения схемы редуцирования, в которой не происходило бы сильного искажения масс под точками А и В (см. рис. 80) и одновременно учитывался бы вертикальный градиент силы тяжести, остается по-прежнему актуальной. Значения силы тяжести в аномалиях Фая и «насыпных» Буге, наблюдаемые на суше и на море, несопоставимы между собой, так как не учтено влияние различных масс, распо-

ложенных между точкой наблюдения и поверхностью относимости. Сохраняется неопределенность в вопросе, на какую глубину относить избыток масс в аномалиях Буге. В современной литературе решение ищут, опираясь на данные сейсмоки, и избыток масс помещают выше границы М, получая тонкую и плотную «океаническую» кору. Однако сегодня становится все более очевидной ошибочность такой интерпретации из-за несовершенства методики морских сейсмических наблюдений (см. §3 настоящей главы).

В связи с этим возникает необходимость продолжить поиски такой редукции, которая заключала бы в себе ясный физический смысл истолкований морских аномалий силы тяжести и позволяла бы более определенно решать вопрос о глубине плотностных неоднородностей.

Известно, что все наблюдения  $\Delta g$  должны быть отнесены к некоторой единой уровенной поверхности, для которой определено нормальное поле. Соблюдение этого условия особенно важно для решения задач геодезической гравиметрии, где условие отсутствия масс вне уровенной поверхности является обязательным. Для геологического истолкования аномалии совершенно безразличны вопросы сохранения общей массы или общее сохранение формы уровенной поверхности. Здесь главной задачей является установление особенностей распределения масс в данной области. При наблюдениях на море мы в силу того, что измерения уже выполняются на уровне геоида, получаем полную аномалию  $\Delta g = g_n - \gamma_0$ , не требующую дальнейшей регуляризации. Сравнение этих аномалий внутри океанического бассейна при одинаковых глубинах не вызывает никаких проблем и обеспечивает решение геологических задач выявления относительной плотностной изменчивости в коре и мантии внутриокеанических областей. Однако как только мы начинаем сравнивать морскую аномалию с сухопутной или даже с аномалией, полученной над шельфом, немедленно возникает проблема регуляризации этих наблюдений. Это требование, как мы видели, обусловлено неэквивалентностью условий наблюдения на суше (или мелководье) и в котловине. В первом случае консолидированная кора расположена непосредственно на уровне наблюдения (или близко к нему), во втором – отодвинута на тысячи метров и отделена слоем воды с известной плотностью  $1,03 \text{ г/см}^3$  и мощностью  $H$  (см. рис. 80). Этот слой, существенно отличаясь от плотности консолидированной коры, маскирует реальную плотность лежащей под ним консолидированной коры. Но именно плотность последней нас в первую очередь и интересует. Однако определить ее можно, лишь исключив из наблю-

денной аномалии гравитационный эффект водного слоя и приведя наблюдения на суше и на море к единому уровню. При этом на одном уровне с сухопутными наблюдениями должна находиться контактная поверхность вода-дно. Только после обеспечения такой эквивалентности наблюдений можно решить геологическую проблему сравнения плотности коры континентальной части с океанической.

Изучение этого вопроса привело нас к убеждению, что в качестве редуцирования можно предложить приведение всех значений  $\Delta g$  к средней глубине Мирового океана 3800 м или к средней глубине глубоководных котловин 4500 м, используя метод нормального градиента или метод аналитического продолжения в нижнее полупространство (на уровень реального дна).

Рассмотрим сущность и возможности первого метода. Как известно, при введении редукции Фая для точек, находящихся выше уровня моря (точка А, см. рис. 80, а), массы, расположенные под точкой наблюдения, опускаются на уровень моря (геоида), для которого известно  $\gamma$ , и конденсируются в бесконечно тонкий слой. Это следует из решения задачи о притяжении плоского слоя бесконечного простираия ( $\Delta g = 2\pi G\rho h$ ), согласно которому сила притяжения такого слоя не зависит от высоты расположения точки измерения над ней. При этом избыточная масса континентального выступа сохраняется.

Теперь попробуем перенести точку А с уровня  $h$  на новый уровень относимости  $H = 4500$  м, расположенный ниже уровня геоида с известным  $\gamma$ . Это смещение эквивалентно конденсации масс на этой поверхности. Оценим возникающее при этом смещение уровенной поверхности  $dS$ , что, согласно теории Брунса, будет соответствовать изменению потенциала:

$$dS = \frac{v}{\gamma} = -\frac{\pi G\rho H^2}{\gamma}. \quad (\text{X.4})$$

Как видно, смещение геоида не зависит от радиуса области, которую мы конденсируем, а зависит от ее высоты  $H$ . Пусть конденсируется континентальный выступ высотой 4500 м, плотностью  $\rho = 2,5 \text{ г/см}^3$ , тогда

$$dS = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 6,67 \cdot 10^{-8} \cdot 25 \cdot 4,5 \cdot 10^5}{980} \approx 34 \text{ см}. \quad (\text{X.5})$$

Следовательно, приведение с помощью нормального градиента наблюдаемого на суше значения силы тяжести к среднему уровню котловины вызывает весьма незначительные искажения геоида и для целей геологической интерпретации получаемых результатов никакой роли не играет. Если же мы будем конденсировать наблюдаемое значение  $\Delta g$  в точке В с исключением притяжения слоя воды с помощью формулы притяжения плоского слоя ( $\Delta g = 2\pi G\rho H = 0,0419 \cdot 1,03 \cdot 4500$ ), то потенциал в этой точке изменится на величину, равную потенциалу этого слоя, т. е.

$$dS = \frac{2\pi G\rho H a}{\gamma}, \quad (\text{X.6})$$

где  $a$  – радиус области. Предположим, что  $a = 1000$  км,  $\rho = 1,03$  г/см<sup>3</sup>,  $H = 4500$  м, тогда

$$dS = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 6,67 \cdot 10^{-8} \cdot 1,03 \cdot 4,5 \cdot 10^5 \cdot 10^6}{980} = 20 \text{ м.} \quad (\text{X.7})$$

Искажение геоида более значительное, но для геологических целей это также роли не играет.

Таким образом, в принципе можно осуществлять в геологических целях редуцирование методом нормального градиента или любым другим методом, приводя наблюдения на суше (шельфе) и над котловиной к единому уровню (например, 4500 м) по формуле:

$$[\Delta g - \gamma]_A + 0,3086H \sim [g_n - \gamma]_B + 0,3086H. \quad (\text{X.8})$$

Однако избыток сохранившихся масс над континентальной (шельфовой частью) еще остается и составляет  $\Delta g = 0,0419 \cdot 1,64 \cdot 4500 = 288 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ . Тем самым проблема редуцирования не решается, но полученные результаты позволяют понять физический смысл другой схемы редуцирования, а именно приведения наблюдений с помощью операции *трансформации* к уровню дна с исключением влияния водного слоя.

Трансформируем ( $\downarrow$ ) морскую часть аномалии  $\Delta g$  (точка В; см. рис. 80, б) на уровень дна, предварительно исключив из нее притяжение, создаваемое водным слоем, плотность и мощность которого известны ( $\Delta g = 2\pi G\rho H = 0,0419 \cdot 1,03H$ ). Трансформация может быть выполнена по формуле Н.М. Страхова с использованием значений лишь в пределах уровня наблюдений:

$$\begin{aligned}
U(0;-h) = & 7,3029U(0;0) - 2,3258[U(0,5h;0) + U(-0,5h;0)] - \\
& - 0,5683[U(h;0) + U(-h;0)] - 0,1931[U(2h;0) + U(-2h;0)] + \\
& + 0,0178[U(3h;0) + U(-3h;0)] - 0,0411[U(6h;0) + U(-6h;0)] - \\
& - 0,0030[U(9h;0) + U(-9h;0)].
\end{aligned} \quad (X.9)$$

Следовательно, в общем случае редуцирование в точке В можно выполнять по формуле

$$\Delta g_{np} = \left\{ [g_n - \gamma]_B - 0,0432H \right\} \downarrow, \quad (X.10)$$

приводя наблюдения непосредственно к физической поверхности вододно. Расчеты показывают, что приведенная аномалия в среднем имеет тот же порядок величин, что и наблюдения на мелководье, и значительно меньше аномалий, полученных на уровне дна с помощью нормального градиента, величина которых достигает  $3 \cdot 10 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ . С другой стороны, поле силы тяжести с редуцированным (на уровне наблюдения) водным слоем представляет собой среднее значение трансформированной аномалии (X.10).

Это позволяет заключить, что операция трансформации методом аналитического продолжения в нижнее полупространство аналогична конденсации масс от поверхности геоида на бесконечную глубину. Точка же В не опускается на дно, а наоборот, уровень дна при трансформации как бы поднимается к уровню моря (см. рис. 80, б). Следовательно, теперь в точке В под гравиметром, как и на суше, находится не слой воды, а консолидированная кора. Отсюда ясно, что эквивалентной аномалии на суше будет соответствовать аномалия, которая также конденсирует выступающие массы под уровень геоида.

Можно отметить, что в условиях суши (точка А) морской аномалии (X.10) будет эквивалентна аномалия Буге, т. е.

$$[g_n - \gamma]_A + 0,3086h - 0,0419\rho h \sim \left\{ [g_n - \gamma]_B - 0,0432H \right\} \downarrow. \quad (X.11)$$

Здесь  $\rho = 2,67 \text{ г/см}^3$ .

Если в пределах уровня приведения  $H$  будут расположены массы консолидированной коры, то перед трансформацией они должны быть также сконденсированы, т. е. правая часть выражения будет иметь вид:

$$\left\{ [g_n - \gamma]_B - 0,0419 \left[ (H - P_i) \cdot 1,03 + \rho P_i \right] \right\} \downarrow, \quad (X.12)$$

где  $P_i$  – высота выступа консолидированной коры над уровнем приведения  $H$  (см. рис. 80, а). При  $P_i = H$ ,  $\Delta g' = -0,0419\rho H$ , а при  $P_i = 0$   $\Delta g' = -0,0419 \cdot 1,03H$ .

Если  $H < P_i$ , то

$$\{[g_n - \gamma - 0,0419H \cdot 1,03] \downarrow H - 0,0419P_i \cdot 1,03\} \downarrow P_i. \quad (X.13)$$

$H$  и  $P_i$  у стрелок соответствуют уровню, на который осуществляется трансформация. Таким образом, редукция приведения морских наблюдений с помощью трансформации на уровень дна состоит в исключении влияния всех масс между геоидом и уровнем приведения с последующей трансформацией полученного значения на выбранный уровень приведения. В целях сопоставления сухопутных и морских аномалий  $\Delta g$  по всей Земле в качестве уровня приведения можно выбрать

средний уровень дна Мирового океана (3800 м) или средний уровень дна котловин (4500 м). Полученная таким образом морская аномалия на суше будет действительно эквивалентна аномалии Буге (рис. 81). Их сравнение позволяет выявлять плотностные неоднородности ниже уровня приведения, так как эквивалентная трансформированная аномалия океанической части свободна от изменчивых условий наблюдений на уровне моря. И в точках А и В

Рис. 81. Сопоставление аномалий силы тяжести в различных редукциях при наблюдении на море

(см. рис. 80, в, с. 283) теперь, после редуцирования, непосредственно под гравиметром находится твердая кора.

Анализ полученных выражений для приведенной трансформированной аномалии (ПТ-аномалия) и эквивалентной трансформированной аномалии (ЭТ-аномалия) позволяет заключить, что ПТ-аномалия является частным видом ЭТ-аномалии, когда уровень приведения совпадает с глубиной моря (уровнем трансформации) (см. рис. 80, с. 283). Нам остается выяснить физический смысл ПТ- и ЭТ-аномалий.

ПТ-аномалия характеризует поле на уровне физической поверхности твердой земли (притяжение водного слоя повсеместно исключается). Влияние континентального выступа здесь сохраняется. Поэтому особенных преимуществ перед аномалией Фая ПТ-аномалия, казалось



бы, не имеет. Однако это не совсем так. Если сравнение производить между одноименными морфоструктурами, лежащими на близких гипсометрических уровнях (поля котловин с полями котловин, поля хребтов с полями хребтов и т. д.), то с помощью ПТ-аномалии можно эффективно выявлять различия в плотностном строении разреза перисферы этих структур, так как анализируется практически «чистое» поле. Сравнить же материковую и океаническую ПТ-аномалии с целью выявления их плотностного разреза нельзя. Эти аномалии несравнимы из-за сохранения неэквивалентности условий наблюдений.

В ЭТ-аномалии физическая картина проясняется более определенно благодаря удалению всех масс выше уровня приведения  $H$ . Отсюда оставшееся поле будет фиксировать только неоднородности распределения плотности на глубине ниже уровня приведения. В самом деле, пусть имеются два блока континентальной и океанической перисферы и соответствующая им ЭТ-аномалия (см. рис. 81), тогда  $\Delta g_{\text{конт}} = 2\pi G\rho_1 h$ ,  $\Delta g_{\text{ок}} = 2\pi G\rho_2 h$  и  $\Delta g_{\text{конт}} < \Delta g_{\text{ок}}$ .

Расчет ЭТ-аномалий производился по карте аномалий силы тяжести в свободном воздухе, составленной Б. Маршем и Дж. Маршем в 1976 г. по спутниковым и набортным наблюдениям (см. рис. 79, с. 282), и батиметрической карте Мирового океана. Обе карты были перестроены в проекцию Меркатора в едином масштабе 1:50 000 000 и разбиты на 1200 квадратов  $3\cdot3^\circ$ . Для каждого из 4800 значений  $\Delta g$ , находящихся в узлах квадратов, было снято соответствующее ему значение глубины океана. В качестве единого уровня приведения была взята отметка 4500 м, равная средней глубине залегания  $2/3$  площади Мирового океана. На этот уровень производилась трансформация по формуле В.Н. Страхова. Учитывая масштаб карты, значения поля  $\Delta g$  при коэффициентах трансформации брались одинаковые и равные  $\Delta g$  в данной узловой точке квадрата. При этом была получена прямая зависимость  $\Delta g$  трансформированной ( $\downarrow$ ) от  $\Delta g$  исходного поля:  $\Delta g_{\text{Фая}\downarrow} = 1,165 \Delta g_{\text{Фая}}$ . Дальнейшие расчеты ЭТ-аномалии производились по формуле (X.12) на компьютере. Полученные значения  $\Delta g$  позволили построить карту ЭТ-аномалии Мирового океана. Изоаномалы проведены через  $10^{-3} \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$ , так как средняя ошибка, обусловленная в основном неточностью счисления глубины океана под точкой наблюдения  $\Delta g$ , составляет  $\pm 35\cdot 10^{-5} \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$  при погрешности глубины 500 м и  $\pm 70\cdot 10^{-5} \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$  при погрешности в 1000 м. Последнее практически исключается. Составленная таким образом карта поля ЭТ-аномалии (рис. 82) дает выразительную картину плотностной структуры верхней мантии океанических областей.



Максимальные значения  $\Delta g_{\text{ЭТА}}$  ( $-40 \div -96 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ) получены над глубоководными желобами, что характеризует существование под ними мощной призмы высокоплотных пород, уходящей на глубины свыше 100 км. Значения аномалии практически не меняются с увеличением глубины желобов от 6000 до 11000 м (рис. 83). Это факт исключает интерпретацию данной аномалии как эффект нормального уплотнения пород с глубиной, но согласуется с предположением динамического сжатия каменной оболочки и верхов мантии. Последнее находит подтверждение в известной сейсмологической динамичности этих областей, охватывающих зону больших глубин (200 – 300 км).

Рис. 83. Зависимость значений ЭТ-аномалии различных морфоструктур дна океана от глубины. Аномалии:  
1 – шельфа; 2 – материкового склона; 3 – материкового подножия;  
4 – поднятий и хребтов; 5 – глубоководных котловин; 6 – желобов

Океанические платформы с глубинами порядка 5000 м характеризуются устойчиво высокими средними значениями  $\Delta g_{\text{ЭТА}} = -165 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$  (табл. X.3). Довольно высокие значения ( $-230 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ) свойственны также для котловин, опущенных на глубины до 4000 м. Более низкие значения  $\Delta g_{\text{ЭТА}}$  получены для рифтовых хребтов ( $-260 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ). Это указывает на относительно более разуплотненное состояние вещества мантии под этими структурами в сравнении с мантией прилегающих котловин. Еще более низкие значения ( $-380 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ) характерны для глыбовых поднятий, неглубоких котловин ( $\approx 3000 \text{ м}$ ) и материкового склона океанов. Следовательно, разуплотненная мантия (слой H; см. рис. 80) здесь имеет еще большую мощность, чем под рифтами. Не исключено здесь существование астеносферы.

Таблица X.3

**ЭТ-аномалии различных морфоструктур дна Мирового океана**

Тип структур	Значения ЭТ-аномалий, $\times 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$	
	граничные	средние
Щиты (шельфы)	-500 ÷ -537	-520
Шельф и приконтинентальные структуры	-402 ÷ -478	-440
Материковый склон	-424 ÷ -342	-380
Глыбовые хребты и поднятия	-260 ÷ -387	-325
Котловины ( $H = 3000 \text{ м}$ )	-259 ÷ -358	-300
Рифтовые хребты	-231 ÷ -286	-260
Котловины ( $H = 4000 \text{ м}$ )	-192 ÷ -268	-230
Котловины ( $H = 5000 \text{ м}$ и больше)	-143 ÷ -189	-165
Желоба ( $H = 6000 \text{ м}$ и больше)	-40 ÷ -96	-80

Самые низкие значения  $\Delta g_{\text{ЭТА}}$  получены над шельфами ( $-440 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ), причем над докембрийскими щитами ЭТ-аномалия уменьшается до минимума ( $-520 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ).

Все это служит ясным указанием на возрастание мощности разуплотненной мантии под краями континентов, что коррелируется в целом с их тектонической неустойчивостью в позднем кайнозое и четвертичном периоде.

В целом линейный характер изменения ЭТ-аномалии в зависимости от глубины моря отражает глобальную перестройку в строении вещества на уровне верхней мантии под подошвой перисферы – его закономерное уплотнение под океанами и разуплотнение под континентальными окраинами, крупными подводными хребтами и подня-

тиями. Отсюда не случайно проявление современного и четвертичного вулканизма на многих из них (Гавайские о-ва, Мадейра, Азорские о-ва, Кергелен, рифтовые хребты и т. д.).

Приведенные данные изменения ЭТ-аномалии позволяют оценить избыточную плотность верхней мантии  $\Delta\rho$  котловин в сравнении с материковой окраиной в размере  $0,095 \text{ г/см}^3$ , а по сравнению с веществом в мантии рифтовых хребтов – около  $0,05 \text{ г/см}^3$ .

В условиях примерно одинаковой мощности, плотности и стратификации каменной оболочки (перисферы) в пределах всей Земли (Орлёнок, 1980, 1983) и латеральной изменчивости толщины астеносферного слоя – вплоть до полного редуцирования его под щитами и утонения под океаническими платформами (Буллен, 1978) – гравитационные ЭТ-аномалии будут отражать не гидростатическую динамику «коры», а плотностную статику верхов мантийной оболочки.

Критика применения условных аномалий Буге на море в геологических целях содержится в работах Н. Л. Грушинского и Н. Б. Сажинной, В. А. Литинского, С. В. Евсеева, Дж. Уэрзела и Г. Шербета. Однако эти исследователи еще находились под впечатлением гипотетических принципов изостазии и модели плотной и тонкой океанической коры. Поэтому предложенные ими редукции (сравнение морских аномалий Фая с сухопутными аномалиями Буге у В.А. Литинского, применение сглаживания рельефа в аномалии Фая – Евсеева – Граф-Хантера), как в этом нетрудно убедиться, не решали проблему редуцирования силы тяжести на море.

Предложенная нами впервые в 1980 г. (Орлёнок В. В, 1980) и изложенная здесь схема редуцирования принципиально отличается от всех этих и других действующих построений. Полученные при этом результаты полностью согласуются с рассмотренными выше критически сейсмическими данными, а также данными сейсмологии о подъеме и увеличении мощности разуплотненной зоны астеносферы под тектонически активными областями континентов и океанов.

Следовательно,  $\rho_1 h < \rho_2 h$ , при  $\rho_1 < \rho_2$ , где  $\rho_1 = \rho + \rho_2 + \rho_3$ ;  $\rho_2 = \rho + \rho_3$  (см. рис. 80). Но, согласно данным сейсмологии и полученным выше выводам, плотность перисферы континентальных и океанических областей в среднем одинакова. Поэтому при равенстве масс континентальной и океанической перисферы получаем  $\rho_2 + \rho_3 < \rho_3$ , т. е. плотность мантии океанов оказывается выше плотности мантии континентального блока.

Иными словами, региональный максимум ЭТ-аномалии над океанами обусловлен избытком массы под подошвой перисферы (35 –

40 км), а не в верхних 10 км так называемой «океанической» коры, как это трактуется в настоящее время. Отсюда приходим к важному выводу о том, что по значению ЭТ-аномалии можно судить о состоянии вещества мантии и астеносферы под различными районами континентов и океанов (при расчетах с единым уровнем приведения). При наличии же сейсмических данных о толщине перисферы (что позволяет исключить ее притягивающий эффект) с учетом  $\Delta g_{\text{конт}}$  и  $\Delta g_{\text{ок}}$  величина ЭТ-аномалии дает возможность рассчитать избыточную плотность мантийного вещества (или астеносферы, где она есть):  $\Delta g = \Delta g_{\text{ок}} - \Delta g_{\text{конт}} = 2\pi Gh_2 \cdot (\rho_2 - \rho_1)$ , откуда  $\Delta \rho = \Delta g / 2\pi Gh_2$ . В первом приближении уменьшение величины ЭТ-аномалии характеризует разуплотненность мантии (астеносферы), и следовательно, такие аномалии должны быть присущи тектонически активным областям. Высокие значения ЭТ-аномалии отражают либо отсутствие астеносферы, либо ее слабое разуплотнение. Такие аномалии должны наблюдаться над тектонически спокойными структурами. Глубоководным же желобам присущи высокие значения ЭТ-аномалий, что отражает сильное уплотнение пород на большой глубине.

### §3. Сейсмическая структура коры континентов и океанов

Рассмотрение сейсмической структуры морских осадков мы проведем на примере Атлантического океана. Что же касается сейсмической структуры осадков других океанов, то о них можно получить информацию в работах А.Л. Лисицына (1974), Ю.П. Непрочнова (1976) и др.

По данным бурения судна «Гломар Челленджер» (более 100 скважин вскрыли акустический фундамент), наименьшая мощность (0 – 100 м) осадочного чехла отмечается в районе Срединно-Атлантического хребта, наибольшая (1740 м) вскрыта скв. 398 в Иберийской котловине. Однако, по материалам ряда скважин и сейсмическим данным, мощность осадочной толщи в области предматериковых прогибов может быть еще значительнее.

Мощность кайнозойских (преимущественно карбонатных) отложений, развитых в области Срединно-Атлантического хребта, его северного продолжения – хребта Рейкьянес, плато Веринг и других поднятий, – редко превышает 100 м. Максимальные мощности отложений данного возраста (до 200 м) здесь приурочены к глубоким (3500 – 4500 м) межгорным депрессиям хребтов.

В области ложа океана за пределами Срединно-Атлантического хребта и глыбовых поднятий при глубине моря 4000 – 5000 м мощность осадочной толщи (в составе которой помимо кайнозойских отложений присутствуют и образования позднемелового возраста) увеличивается до 1000 м.

Осадочная толща континентального склона и материкового подножия на глубинах 2000 – 5000 м характеризуется максимальными для океана мощностями, превышающими 1000 м. В ее составе присутствуют отложения нижнего мела, а иногда и верхней юры, и значительно возрастает объем турбидитного материала.

Рыхлые, слабоуплотненные пелитоморфные осадки, представленные различными типами илов, рыхлых глин, иногда с примесью песка и более крупных фракций, встречаются до глубины 200 – 300 м, считая от уровня дна (исключение составляют осадки, отложенные турбидитными потоками, причем доля крупнозернистого материала уменьшается с глубиной, осадки становятся более однородными).

С глубины около 200 – 300 м происходит резкая смена литологического состава. В колонках преобладают либо плотные глины и мергели, либо плотные различные карбонатные осадки (чаще всего мел), либо наблюдается их чередование. Песчаники, вулканическое стекло, вулканические брекчии присутствуют в выделенных нами литологических комплексах как прослои, но вклад их в изменение физических свойств, особенно средней скорости сейсмических волн и плотности по разрезу, бывает значительным.

К границе рыхлые осадки – плотные глинистые или карбонатные осадки приурочен сейсмический горизонт А. Далее выше по колонке, плотные осадки подвергаются диагенезу: глинистые илы переходят в сланцы, карбонаты в известняки или мергели, что опять выражается в резкой смене физических параметров (сейсмический горизонт А II). Таким образом, в колонках, вскрывших большие мощности осадков, отражающие горизонты в осадочной толще часто связаны с их уплотнением и диагенезом.

Первые обобщения сейсмических данных о структуре и мощности осадков Атлантического океана были выполнены автором в 1968 и 1971 гг., затем М. Юингом в 1971 г. и А. П. Лисицыным в 1974 г.

На рис. 84 приведена карта изопахит осадочной толщи Атлантического океана. Карта построена по данным более чем 1000 сейсмических станций и профилей МОВ и МПВ, отработанных советскими и зарубежными исследователями по 1971 г. включительно. Последующие работы уточнили и детализировали выявленные нами основные особенности строения осадков, но принципиально не изменили общей

картины их мощности. В качестве подошвы осадочного слоя принята поверхность неровного акустического «фундамента», характеризующегося преобладающими значениями скоростей продольных сейсмических волн – 4,5-5,5 км/с.

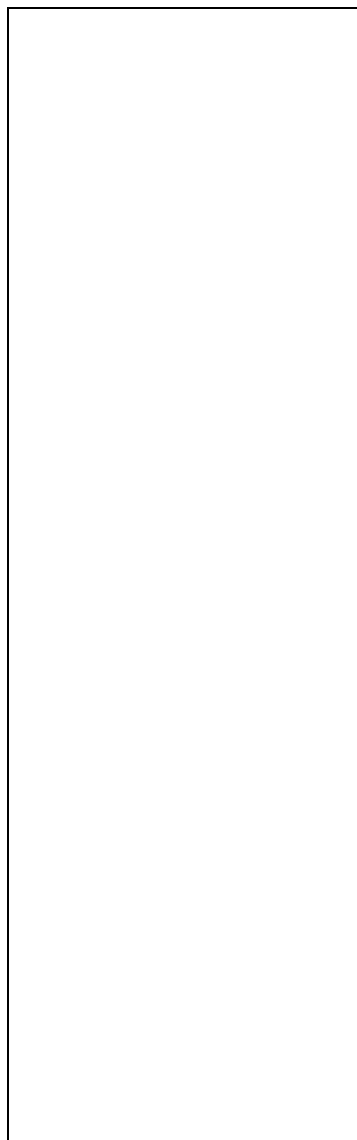


Рис. 84. Карта мощности осадочной толщи Атлантического океана по данным сейсмопрофилирования (Орлёнок, 1976):  
1 – 0-0,1 км; 2 – 0,1-1,0 км; 3 – 1,0-2,0 км; 4 – 2,0-3,0 км; 5 – >3 км



Как следует из приведенной карты, осадки наибольшей мощности (3 – 6 км) приурочены к основанию материковых склонов по обе стороны океана, а также к участкам подводной окраины материков, сложенным осадочным чехлом палеозойских и мезозойско-кайнозойских платформ. Поистине «геосинклинальную» мощность (6 – 15 км) они имеют в Мексиканском заливе, несколько меньшую (6 – 8 км) в центральной части Северного и отдельных районах Карибского морей. В восточной части моря Скоша мощность осадков не превышает 2 – 3 км.

Наименьшую мощность (0 – 1,0 км) осадочный покров имеет в периферийных, удаленных от суши районах глубоководных котловин и на шельфах докембрийских щитов Гренландии, п-ова Лабрадор, Южной Америки и Африки, не содержащих в прибрежной части сколько-нибудь значительных осадочных накоплений.

На Срединно-Атлантическом хребте осадки имеют прерывистое гнездовое распределение и характеризуются резко переменной мощностью (0 – 100 м). Аналогичная картина изменения мощности осадков наблюдается на Срединно-Лабрадорском хребте и Срединном поднятии в море Скоша, протягивающемся из пролива Дрейка в центральные районы котловины.

Анализ данных сотен сейсмических станций и разрезов показывает, что скорости в породах, подстилающих осадки различных тектонических зон дна океана, изменяются от 4 до 7,2 км/с. Столь обширный интервал изменения скоростей свидетельствует о значительных вариациях состава пород, слагающих ложе осадочного чехла Атлантического океана, и о его существенной гетерогенности.

Строение осадков обычно характеризуется тремя главными сейсмическими слоями – рыхлым (1,5 – 2,2 км/с), полуконсолидированным (1,9 – 2,8 км/с) и консолидированным (3,0 – 4,5 км/с). Внутренняя структура и мощность каждого из этих слоев испытывают значительные изменения в различных районах океана. Однако эти изменения подчинены ряду особенностей, которые обнаруживают тесную связь с процессами геологического развития того или иного региона.

На фоне сложного геологического строения континентального обрамления Атлантического океана рыхлые осадки в области шельфа характеризуются однообразием структуры и незначительной мощностью (0 – 200 м). В районе материкового подножия они образуют линейно вытянутый аккумулятивный шлейф, толщина которого составляет 1 – 1,5 км. По мере удаления от континентов мощность рыхлых осадков постепенно сокращается и в районе абиссальных холмов составляет 50 – 100 м.

По своему строению рыхлые осадки глубоководных котловин отличаются мелкослоистостью, причем поверхности напластования гладкие и не зависят от сложного рельефа акустического фундамента. Нижней границей мелкослоистой толщи рыхлых осадков чаще всего является хорошо маркирующийся сейсмический горизонт А. Кроме мелких неровностей эрозионного и оползневого характера, встречающихся главным образом близ подножия материкового склона и на участках резкого перепада глубин, рыхлые осадки залегают очень спокойно, без каких-либо признаков тектонического воздействия. Рыхлые осадки подводных поднятий и Срединно-Атлантического хребта более однородны и акустически прозрачны. Они здесь имеют преимущественно карбонатный состав.

Концентрация больших масс рыхлого осадочного материала вблизи материковых окраин и сокращение мощности мелкослоистой толщи по мере удаления от них свидетельствуют о преимущественно терригенном происхождении и широком развитии суспензионных процессов осадконакопления в глубоководных котловинах океана.

Согласно данным бурения «Гломар Челленджер» и многочисленным пробам грунта, полученным Б. Фаннелом (Initial Reports of the Deep Sea Drilling Project, 1969 – 1982), рыхлые осадки имеют в основном неоген-четвертичный возраст. Повсеместное распространение этих отложений указывает на то, что их образование происходило уже в условиях существования современного океана. Поэтому было бы правильнее называть рыхлые осадки «океаническими», тем самым подчеркивая их генетическую сущность.

Согласно Б. Фаннелу, собравшему и систематизировавшему все известные данные о возрасте осадочных пород в Атлантическом океане, миоценовые отложения широко распространены в гребневой и даже рифтовой зоне хребта. Вместе с тем известны находки и более древних осадочных отложений, например олигоценых в рифтовой зоне Исландско-Ян-Майенского хребта, эоценовых – в северном и южном районах Срединно-Атлантического хребта, палеоценовых – в экваториальной области.

Отмеченные закономерности строения и мощности рыхлых (океанических) осадков, их спокойное залегание на огромных пространствах глубоководных котловин могут быть объяснены неизменным (по крайней мере, в течение всего неогена) соотношением площади суши и моря и сохранением взаимного расположения материков, являвшихся главным поставщиком терригенного материала в абиссаль в границах, близких к современным.

Полуконсолидированные осадки нередко подстилают океанические, однако их распространение более ограничено. Они отсутствуют или имеют незначительную мощность на шельфах докембрийских щитов, в зоне абиссальных холмов, на некоторых подводных поднятиях. Они практически отсутствуют на Срединно-Атлантическом хребте.

Экзарационный характер поверхности сохранившихся полуконсолидированных отложений на некоторых участках гляциальных шельфов Северной Атлантики свидетельствует о том, что часть осадочного материала была здесь эродирована ледниками.

Отсутствие полуконсолидированных осадков в зоне абиссальных холмов на большей части Срединно-Атлантического хребта и отдельных подводных поднятий объясняется медленным, преимущественно пелагическим характером осадконакопления, возможным захоронением их постмиоценовыми лавами, а также более поздним вовлечением в океанскую седиментацию гребневых зон рифтовых хребтов и отдельных поднятий.

В целом мощность полуконсолидированных осадков так же, как и океанических, уменьшается по мере удаления от континентов. Однако их акустическая структура более однородна. Внутри полуконсолидированных осадков регистрируется обычно значительно меньше отражающих границ, чем в океанических. Поверхности напластования залегают параллельно поверхности дна и резко несогласно по отношению к неровному рельефу подстилающего акустического фундамента.

Таким образом, отмечаемое уменьшение мощности полуконсолидированных отложений при удалении от континентов, выровненный характер промежуточных отражающих границ и независимость их конфигурации от рельефа «фундамента» указывают на то, что и на донеогеновом этапе геологической истории (до образования горизонта А) континенты оставались главным поставщиком терригенного осадочного материала. Однако наряду с нормальной аккумуляцией большая роль принадлежала также процессам придонной циркуляции и горизонтального выравнивания выпадающего материала. Это способствовало перемещению осадков от континентов в отдаленные районы абиссали. Именно эти процессы привели не к облеканию, а к нивелировке неровностей подстилающего «фундамента». Исключение составляют районы абиссальных холмов, куда, очевидно, «не хватило» терригенного материала и где пелагические красные глины как бы драпируют холмистые неровности нижележащего акустического фундамента.

Во многих котловинах Северной и Южной Атлантики кровля полуконсолидированных осадков, как уже отмечалось, идентифицирует-

ся с сильным отражающим горизонтом А. Драгированием в районах, где этот горизонт выходит на поверхность дна, а также бурением (Initial Reports of the Deep Sea Drilling Project, 1969 – 1982) было установлено, что в Южной и Приэкваториальной Атлантике он соответствует поверхности слоя биогенных кремнистых илов среднеэоценового возраста. В других районах океана породы, слагающие этот горизонт, имеют позднемеловой возраст.

Существование в эоцене экваториальной зоны кремнистого осадконакопления, установленной по 11 глубоководным скважинам судна «Гломар Челленджер» и непрерывно протягивающейся от Карибского моря и Мексиканского залива до Северной Африки, является еще одним доказательством неизменности положения материков за последние 50 млн. лет.

Горизонт А обычно прослеживается до зоны абиссальных холмов. Дальше мелкослоистая толща не простирается. По-видимому, эту зону можно рассматривать как ту часть океанического дна, куда турбидитные потоки еще не доходят. Это согласуется с длительной неизменностью седиментационной обстановки в зоне абиссальных холмов океана, приведшей к накоплению здесь маломощного слоя красных глин, характеризующегося высокой акустической однородностью и прозрачностью.

Мезозойская история осадконакопления в Атлантическом океане документирована значительно хуже (вернее, менее систематично), чем кайнозойская. Это отчасти обусловлено ограниченным распространением консолидированных отложений и их значительной глубиной залегания. Консолидированные осадки локализованы главным образом в триасовых впадинах материкового фундамента или слагают нижний структурный ярус осадочного чехла прибрежных континентальных равнин. Узкая полоса этих отложений встречена вдоль всей подводной окраины материков. Нередко они составляют здесь 2/3 общей мощности осадков, выполняя совместно с полуконсолидированными и океаническими отложениями пологие и глубокие предматериковые прогибы.

По данным бурения и драгирования на шельфе, материковом склоне и подножии консолидированные осадки имеют раннемеловой-позднеюрский возраст. Их мощность достигает 3 – 4 км. Изучение осадочного разреза материковой окраины Атлантического океана показывает, что прогибы выполнены преимущественно верхнеюрскими-меловыми породами. Послеюрские прогибы были уже слабо выражены

в рельефе дна и почти скомпенсированы осадками. Неоген-четвертичные осадки формируют главным образом современный аккумулятивный шлейф материковой окраины Атлантического океана. Из приведенного следует важный вывод, что заложение предматериковых прогибов по периферии Атлантического океана произошло, по всей вероятности, в юре. При этом наибольшей глубины прогибания они достигли вдоль окраины эпипалеозойских платформ, где к настоящему времени накопилось 6 – 8 км осадков.

Вдоль окраин докембрийских щитов мощность осадков, в том числе и палеозойских, не превышает 4 км. Тем не менее и те и другие прогибы полностью заполнены осадками и, судя по относительной сейсмической стабильности дна, являются тектонически спокойными областями в антропогенез.

Анализ многочисленных сейсмических профилей показывает, что молодые осадки материковой окраины, залегающие выше границы А, чаще всего дислоцированы и перемяты. Характер деформаций не оставляет сомнения относительно их природы. Это, как правило, либо результат сползания осадков по склону, либо следствие внедрения вулканических образований (даек, силлов и т. п.) в вышележащую осадочную толщу. В прибрежных районах континентов верхнемезозойские и кайнозойские осадочные слои залегают спокойно, за исключением участков, примыкающих к зоне альпийской складчатости, где они дислоцированы.

Данные о характере изменения мощности и структуры океанических, полуконсолидированных и консолидированных осадочных слоев приводят нас к выводу о глубокой специфичности процессов осадконакопления в области Атлантического океана и их тесной связи с его современными границами и глубиной.

Приуроченность консолидированных осадков к периферии океана, и главным образом к зоне предматериковых прогибов, не случайна и, по всей вероятности, отражает начальный (юрский) этап осадконакопления, очевидно, связанный с заложением предматериковых прогибов. Полуконсолидированные осадки имеют более широкое распространение и покрывают дно большей части глубоководных котловин. Однородность строения, сравнительно небольшие и плавные изменения мощности при удалении от континентов, а также выравненность внутриосадочных границ характеризуют процессы нормального (пелагического) осадконакопления, начавшегося, вероятно, одновременно с заложением предматериковых прогибов и длившегося до середины кайнозоя, т. е. до стабилизации и заполнения прогибов.

Рыхлые (океанические) осадки, за исключением районов Срединно-Атлантического хребта, крутых склонов материковой окраины и отдельных подводных гор, непрерывным чехлом покрывают дно океана. Мелкослоистая структура, закономерное сокращение мощности при удалении от континентов, сопровождающееся выклиниванием в том же направлении отдельных слоев, выровненный характер промежуточных границ указывают на турбидитный тип этих отложений и свидетельствуют об огромной роли гидродинамических процессов в ходе переноса и переотложения терригенного осадочного материала на послераннемеловом этапе седиментации. К этому же периоду, по видимому, следует отнести образование абиссальных равнин Атлантики.

### ***Критический анализ сейсмических данных***

Современные представления о «принципиальных» различиях в строении земной коры под континентальными блоками и океаническими впадинами окончательно утвердились к середине 50-х годов XX в. и были основаны исключительно на геофизических данных (Юинг, Пресс, 1957). Согласно этим (преимущественно сейсмическим) данным мощность океанической коры оказалась в 3 – 5 раз меньше мощности континентальной. Подошва коры располагалась на глубине 3,5 – 6,0 км от уровня дна и подстилалась субстратом со скоростью 7,2 – 8,1 км/с, который в известных моделях Рейта, Гиллули и других был назван «верхней мантией» (табл. X.4). Таким образом, в первых моделях океаническая кора состояла из 5-километрового слоя воды, 1 км осадков, 1 – 2 км осадочно-вулканогенных пород, отождествляемых ныне с поверхностью акустического фундамента, и 3 – 4 км так называемого «океанического слоя», характеризующегося скоростями сейсмических волн 6,5 – 6,8 км/с. В более поздних работах полученные выводы уточнялись, но принципиально не изменялись (табл. X.5).

*Таблица X.4*

#### **Обобщенные сейсмические модели твердой земной коры океанов**

№ и название слоя	Модель Рейта		Модель Петерсона, Фокса и Шрайбера	
	Скорость Р-волн, км/с	Мощность, км	Скорость Р-волн, км/с	Мощность, км
1 – осадочный	1,5-3,0	0-1,0	1,7-2,0	0,5

Окончание табл. X.4

№ и название слоя	Модель Рейта		Модель Петерсона, Фокса и Шрайбера	
	Скорость Р-волн, км/с	Мощность, км	Скорость Р-волн, км/с	Мощность, км
2 – переходный	5,07±0,63	1,71±0,75	2А 2,5-3,8 2Б 4,0-6,0	0,5-1,5 0,5-1,5
3 – океанический	6,89±0,26	4,86±1,42	3А 6,5-6,2 3Б 7,0-7,7	2,0-3,0 2,0-5,0
Верхняя мантия	8,13±0,24	-	8,1	-
Средняя толщина твердой коры	-	7,0	-	8,5

Таблица X.5

#### Обобщение сейсмической модели верхней литосферы Тихого океана

№ и название слоя	Модель Косминской и Капустян		Модель Мюро и Шеффлера	
	Скорость Р-волн, км/с	Мощность, км	Скорость Р-волн, км/с	Мощность, км
1 – осадочный	2,15	0,3	1,5-5,4	0-2,0
2 – переходный (верхний базальтовый)	5,15	1,2	5,0-7,0	0,5-1,5
3 – океанический (промежуточный)	6,8	2,0-3,5	6,2-7,0	1,0-4,5
4 – высокоскоростной (низкий базальтовый)	7,55	1,0-2,5	7,1-7,7	7,0-5,3
Верхняя мантия:				
граница М <sub>1</sub>	8,15	5,0	7,9	-
граница М <sub>2</sub>	8,6	-	-	-

*Примечание:* В скобках даны названия слоев по А. Мюро и И. Шеффлеру.

Построенная таким образом модель океанической коры существенно отличалась от известной к тому времени модели континентальной коры значительно меньшей мощностью и отсутствием гранитного слоя. В дальнейшем эти результаты как будто нашли подтверждение в резком возрастании (до  $400 \cdot 10^{-5} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ ) «насыпных» аномалий Буге (см. гл. X, §2) над океаническими котловинами и «выявлении» особого типа знакопеременных полосовых аномалий магнитного поля, будто бы присущих только океанам.

Все это повлекло за собой радикальный пересмотр материалов континентальной геологии и геофизики и создание новых геотектонических концепций, способных объяснить вскрывшийся «феномен» в структуре каменной оболочки Земли континентов и океанов. Несмотря на совершенствование аппаратных комплексов и повышение детальности сейсмических исследований, в 70-х годах принципиально новых данных, в частности о мощности коры и структуре верхней мантии в океане, получено не было. Причина этого заключается в том, что длина годографов не только не увеличилась, но и, наоборот, с введением в массовую эксплуатацию сейсмоакустических радиобуев и невзрывных источников возбуждения сейсмических колебаний (спаркеры, бумеры, пневмопушки) уменьшилась, что было обусловлено также ограниченностью дистанции взрыв-прибор дальностью УКВ-связи (до 25 – 50 км).

Однако с 60-х годов стали появляться критические работы Г.Ф. Афанасьева, в которых на основе данных геохимии и отчасти физики пород при высоких давлениях ставились под сомнение постулируемые сейсмикой различия в строении и составе коры под океанами и континентами (Афанасьев, 1970). Впоследствии эти идеи были развиты А. А. Прониным (1977), продемонстрировавшим на обширном фактическом материале широкую распространенность кислых пород и их дериватов на дне современных океанов. Принципы изоморфизма коры в континентальных и океанических областях развиваются также в работах автора, В.А. Соловьева, Н.К. Булина и др. В частности, Н.К. Булиным в 1979 г. на основе рассмотрения новейших данных ГСЗ выдвинуто предположение, что граница со скоростью 8,1 км/с в океанах не является подошвой коры. В качестве таковой он предложил рассматривать нижележащую границу (8,2 – 8,4 км/с), что должно было, по его мнению, уравнивать мощности коры в океанах и на континентах. Истоки же представлений, об одинаковой структуре коры в континентальной и океанической областях, восходят к Э. Зюссу, и до 50-х годов нашего столетия они практически оставались незыблемыми.

Таким образом, проблема выделения различных типов коры не только не была решена, но и, наоборот, в свете поступающей новой геолого-геофизической информации приобретала все более острый дискуссионный характер, а от ее решения во многом зависели выбор перспективных направлений дальнейшего развития практической геологии и геофизики, крушение или утверждение современных геотектонических воззрений на эволюцию континентальных и океанических областей Земли.



Как же возникли современные представления о континентальном и океаническом типах строения земной коры?

Как уже говорилось (см. гл. II), впервые граница со скоростью прохождения сейсмических волн 8,1 км/с была выделена А. Мохоричичем в 1909 г. по годографу первых вступлений от Загребского землетрясения на эпицентральной расстоянии 200 км, что соответствовало глубине проникания волны 50 км. В дальнейшем существование этой границы было подтверждено многочисленными измерениями на материалах отраженных, преломленных, обменных и поверхностных волн повсеместно в пределах континентальной суши (Буллен, 1978; Гутенберг, 1963). При этом уверенная регистрация кровли сейсмической границы, характеризующейся скоростями 7,9 – 8,2 км/с и получившей название «границы М», осуществлялась на протяженных системах наблюдения в интервале 170 – 200 км. Однако в первых океанических наблюдениях ГСЗ скорость 7,4 – 8,1 км/с чаще всего регистрировалась начиная с расстояния 25 – 30 км (Юинг, Пресс, 1957). В целом же системы наблюдений и годографы здесь, как правило, не превышали длины 35 – 70 км и редко продолжались за пределы этой базы (Зверев, 1970; Непрочнов, 1976; Юинг, Пресс, 1957), что было вызвано несовершенством первых аппаратных комплексов, высоким уровнем шумов, мешающих дальней регистрации волн, малой мощностью и ограниченностью видимым горизонтом УКВ-передатчиков автономных сейсмоакустических радиобуев. Интерпретация велась исходя из предположения о регистрации в первых вступлениях головных волн, часто по одиночным годографам, не обеспечивающим контроль за наклоном границ раздела.

В конце 50-х и начале 60-х годов благодаря работам А.С. Алексеева, Л.М. Бреховских, Б.Я. Гельчинского, Т.И. Облогиной и др. было доказано, что в реальных средах с положительным градиентом скорости образуют не головные, идущие вдоль границы, а рефрагированные волны, проходящие под границу (рис. 85). Тем не менее, годографы головных и рефрагированных волн сходны и начинаются в общей точке выхода критического луча.

Времена и кажущиеся скорости в начальной точке для обоих типов волн определяются по идентичным формулам (см. гл. IX). Поскольку глубина рефракции зависит от вертикального градиента скорости, интерпретация рефрагированной волны как головной ведет к существенным погрешностям в определении глубины залегания границ, в том числе и границы М, в сторону ее занижения, которая при глубине

Рис. 85. Лучи и годографы рефрагированных волн при наличии в разрезе дна океана высокоскоростного тонкого слоя 7,6 – 8,1 км/с

залегания границы в 10 – 12 км от уровня моря может быть фиктивно уменьшена на 1 – 2 км. Кроме того, при наличии сильных поглощающих слоев с отрицательным градиентом скорости, высоком уровне помех, большой дискретности пунктов возбуждения (5 – 9 км и более), допускающих возможность пропуска момента смены волн, слабой интенсивности самих исходных сигналов проходящая через слой 8,1 км/с волна вследствие отрицательного градиента скорости испытывает отрицательную рефракцию в толще 6,5 км/с, отчего может не вернуться к поверхности наблюдения, рассеявшись на глубине (см. рис. 85). Однако при наличии положительного градиента в низкоскоростном слое 3 и отсутствии в нем промежуточных границ волна постепенно испытает рефракцию и вернется к поверхности наблюдения, но на значительном удалении от пункта возбуждения в закритической области. При этом будет наблюдаться протяженная (до 25 км) зона сейсмической тени, наличие которой создает видимость отсутствия границ ниже горизонта 7,6 – 8,1 км/с. Учитывая, что рефрагированная в слое 3 волна подходит к границе слоя 2 под углом, близким к вертикали, или полного внутреннего отражения, она будет значительно ослаблена за счет высокого коэффициента отражения на границе 3 – 2 (своеобразный подэкранный

эффект). Все сказанное, особенно при наблюдениях на коротких базах и со слабыми невзрывными источниками возбуждения, могло исключить всякую возможность регистрации волн от слоя 3, особенно при наличии в среде промежуточного высокоскоростного слоя. Лишь при отстреле длинных баз наблюдений с применением мощных взрывов волны могут пройти слой 3, достигнуть очередной границы раздела со скоростью 8,2 – 8,4 км/с и регистрироваться на поверхности в первых вступлениях на дистанциях более 100 км от пункта взрыва (см. рис. 85).

Исследования в 1975 – 1977 гг. на длинных профилях (200 – 600 км) с применением мощных взрывов, использованием волн от землетрясений во многом убеждают нас в справедливости сделанного предположения.

Так, Е.А. Старшинова в 1976 г. на материалах ГСЗ юго-восточнее Курильских островов установила, что скорость 8,1 км/с здесь регистрируется в тонком (около 2 км) слое, ниже которого до глубин 15 – 20 км скорость существенно понижается. Н.К. Булин приводит подробную сводку данных, свидетельствующих о широком распространении в разрезе океанических областей по крайней мере трех зон пониженных скоростей на глубинах от 2 до 15 км ниже дна. Например, в пределах Восточно-Тихоокеанской возвышенности (21° с. ш.) на глубине 2 – 4 км наблюдается чередование скоростей – 7,0 - 4,8 - 6,7 км/с; на Срединно-Атлантическом хребте – 5,4 - 3,2 - 6,3 км/с; на хребте Горда – 6,3 - 5,65 - 7,56 км/с. В Кокосовой котловине, по данным 40 профилей, установлен второй волновод – 6,8 - 6,5 - 8,0 км/с; в котловинах восточнее Тихоокеанского рифта под слоем 7,9 – 8,3 км/с мощностью 1,0 – 1,6 км обнаружен слой со скоростью 6,5 км/с.

Более того, на всех известных базах наблюдения с длиной годографа, превышающей 100 – 150 км, на глубине 25 – 45 км обнаружены границы с кажущейся скоростью 8,2 – 8,4 – 8,6 км/с. В частности, в западной части глубоководной Черноморской впадины автор еще в 1966 г. на судне «Академик Обручев» получил годограф длиной более 180 км, на котором скорость 8,2 км/с прослеживалась с дистанции 42 км, а скорость 8,4 км/с (глубина границы 49 км) – с дистанции 110 км. На годографах, полученных при участии автора в Японском море в 1964 г. и на Срединно-Атлантическом хребте в зоне разлома Атлантис, начало регистрации волны с кажущейся скоростью 9,0 км/с составило 45 и 47 км соответственно. В Тихом океане в котловине близ Курильских островов, по данным С.М. Зверева (Зверев, 1970), скорость 8,8 км/с

(глубина границы 40 км) регистрировалась, начиная со 100 км от пункта взрыва. Однако эти данные первоначально не привлекли особого внимания исследователей.

В целом увеличение базы наблюдения до 150 – 200 км и более обеспечивает, как правило, регистрацию границы, залегающей на глубине 25 – 30 км, т. е. значительно глубже так называемой границы М. Аналогичные данные имеются по другим районам и для континентов, где под горизонтом М регистрируются границы со скоростями 8,2 – 8,4 км/с (Asada T., Shimamura H., 1976; Orcutt I.A., 1976). Такой разрез установлен в Южно-Каспийской впадине, западной части Средиземного моря, на Канадском щите в районе озера Верхнего, под Андами, под Рейнским грабенем, в предгорьях Судет, на Балтийском щите, под Японскими островами, Туранской плитой, Уралом, Памиром и т. д.

Таким образом, приведенные данные показывают, что регистрация волн с высокими кажущимися скоростями в океанических областях начинается над подводными возвышенностями на расстоянии 45 – 50 км от пункта взрыва, в котловинах – на 100 – 110 км, что соответствует глубине залегания преломляющих границ 12 – 15 ÷ 23 – 50 км. Это подтверждается данными эксперимента (Long shot) с использованием записей волн от удаленных взрывов и землетрясений, согласно которым скорость 8,2 – 8,4 и даже 8,6 км/с в океанических областях обнаруживается на границах, расположенных на глубине 40 – 50 км. И хотя эти наблюдения еще несопоставимы по детальности с сухопутными (они в значительной мере носят пока рекогносцировочный характер), тем не менее, полученные данные указывают на стратифицированное строение периферы глубже традиционной границы М в океанах.

Следовательно, для решения вопроса о различных типах коры необходимо было с самого начала вести сопоставления по годографам, длина которых была бы соизмерима как на континентальных, так и на океанических трассах. Первые же сравнения таких годографов стали свидетельством несостоятельности сложившихся представлений о двух типах коры – континентальной и океанической. Регистрируемая в некоторых районах океанических котловин на глубине 4 – 6 км под уровнем дна граница со скоростью 7,6 – 8,1 км/с может соответствовать тонкому высокоскоростному слою метаморфических, интрузивных или магматических пород, имеющих ограниченное по площади распространение. Дискретные, подобно буровым скважинам, данные ГСЗ не дают основания к заключению о сплошном распространении

этого слоя на обширных пространствах океанических котловин. Анализ спектрального состава волновых полей за критической частью годографов показывает, что волны от границы М в первых вступлениях на многокилометровых трассах имеют двойной (или более), сложный спектр с максимумами 5 – 6 и 16 – 20 Гц. Подобная картина характерна для тонких (по отношению к длине волны) слоев (Авербух А. Г., 1975; Непрочнов Ю. П., 1976). В связи с этим следует отметить тот немаловажный факт, что и на континентах довольно часто регистрируются высокие скорости рефрагированных, отраженных и преломленных волн от неглубоко расположенных интрузивных магматических и эвапоритовых комплексов, превышающие значения 7,2 – 8,2 км/с. Однако здесь никому не приходит мысль принимать такие сейсмические горизонты за подошву коры, залегающую ниже земной поверхности от сотен до нескольких тысяч метров.

Сейсмическая граница с преобладающими значениями скоростей 7,6 – 8,1 км/с, залегающая на глубине 3 – 6 км ниже дна и установленная в большинстве районов глубоководных котловин, в ряде случаев соответствует, видимо, кровле маломощного (1 – 2 км) слоя и поэтому не может быть отождествлена с подошвой земной коры, аналогичной той, что регистрируется на глубине 35 – 40 км под континентальными блоками. В других случаях скорость определена ошибочно (т. е. ее значение завышено) вследствие неполноты системы наблюдения и недостаточной обеспеченности годографа. При этом колебания значений скорости могут быть существенными. Поэтому при наличии в разрезе высокоскоростного слоя 7,2 – 8,1 км/с, подстилаемого толщиной 6,5 – 6,7 км/с в за критической области, вследствие отрицательной рефракции возможно образование протяженной зоны тени (см. рис. 85). А при определенных соотношениях мощности и градиента скорости годограф от этого слоя будет вырождаться в точку или, в лучшем случае, иметь весьма непротяженный интервал слежения. Его легко можно пропустить при той большой дискретности наблюдения, которая была свойственна морским сейсмическим измерениям, когда расстояния между пунктами взрыва достигали 10 – 20 км и более.

Кроме того, при наблюдениях на коротких базах, не превышающих обычно 30 – 50 км, и со слабыми невзрывными источниками (особенно при работах с радиобуями) вследствие отражения и рассеивания от подошвы высокоскоростного слоя рефрагированные и отраженные волны от низкоскоростного слоя вообще регистрироваться не будут. Это подтверждают многочисленные примеры сильного затухания волн

на дистанциях свыше 30 – 60 км в океанах. Не исключено, что именно такая модель среды при отмеченных условиях наблюдения послужила причиной появления «океанических» разрывов земной коры.

Для проверки этого предположения нами был проанализирован сейсмический материал по 268 годографам преломленных волн, полученных на всех крупнейших морфоструктурах дна океана за период 1950 – 1978 гг. и положенных в основу построения современной сейсмической модели «океанической» коры. Анализ показал, что 60% годографов имеет длину 5 – 20 км, 30% – 20 – 50 км, 8% – 50 – 100 км и лишь 2% – 100 – 180 км. Таким образом, более 98% всех наблюдений, согласно расчетам по формуле Гертглотца-Вихерта, обеспечивают глубину исследований не более 5 – 12 км, что исключает удовлетворительное решение вопроса о сейсмической структуре океанических областей на глубину, соизмеримую с известной мощностью континентальной коры, составляющей в среднем 33 – 40 км. Как видно из графика (рис. 86), в градиентных средах рефрагированные от границ на такой глубине волны придут в первых вступлениях в океанах на дистанции 130 – 145 км от пункта взрыва. В связи с этим уместно отметить, что на континентах подошва коры обычно регистрируется на протяженных базах наблюдения, превышающих 180 – 200 км. Полученный вывод полностью согласуется с выявленной по данным непосредственных измерений зависимостью между глубиной сейсмических

Рис. 86. Эмпирически установленная по данным 268 годографов (1950 – 1979 гг.) зависимость глубины сейсмозондирования от длины профиля (2) и сравнение ее с теоретической кривой(1) (Орлёнок, 1985)

зондирований и длиной годографа. Таким образом, для однозначного решения вопроса о мощности коры необходимо было с самого начала вести сравнения морских сейсмических разрезов с континентальными на одинаковых и достаточно протяженных базах наблюдения и во всяком случае не меньших, чем 180 – 200 км. Однако обработка подобных систем наблюдения в океане вплоть до 1976 г. практически не производилась, и особенности сейсмической структуры верхов разреза, по существу, распространяются априори на значительные глубины и пространства.

Продолжая статистический анализ мировых данных, мы установили, что 75% всех годографов – одиночные; 85% встречных и одиночных годографов волны, относимой к подошве коры (скорость 7,6 – 8,2 км/с), построены по 1 – 3 точкам, 12% – по 4-7 точкам и 3% – по 10 – 20 точкам. Отсюда следует, что 85 – 87% всех наблюдений подошвы океанической коры имеют очень низкую точность измерения скоростей, при которых возможны вариации скоростей от 4 до 9 км/с. В связи с этим необходимо отметить, что в 26% случаев к границе М был отнесен слой со скоростью 7,0 – 7,8 км/с, а в 55% скорость в последнем слое достигла всего лишь 5,4 – 6,5 км/с. И хотя в таких случаях глубже исследования не проводились, скорость в нижележащей среде определялась «теоретически» исходя из модели Рейта (см. табл. X.4). Только на 41 из 268 годографов была обнаружена граница со скоростью порядка 8,0 км/с. При этом лишь 19 из них имеют длину более 100 км, 12 являются одиночными. Таким образом, и из этих данных следует, что только 12 – 15% всех годографов дали скорость порядка 8,0 км/с, которая к тому же может быть отнесена к кровле промежуточного тонкого слоя.

### *Сейсмическая модель перисферы*

Приведенные данные заставляют с известной осторожностью относиться к морским сейсмическим определениям структуры коры ниже слоя со скоростью 6,2 – 6,5 км/с, т. е. глубже 5 – 10 км от уровня дна.

Повсеместно встречаемый в океанах поверхностный плащ сравнительно одновозрастных (кайнозойских) базальтовых пород является кровлей тонкого (около 1 – 2 км) осадочно-вулканогенного слоя, ниже которого должна залегать обычная гранитно-метаморфическая кора, аналогичная фундаменту континентов. По кровле и в верхах этой коры

вполне могут регистрироваться высокие значения скоростей – 6,1–6,8 км/с, обычно наблюдаемые в океанах на глубинах 2 – 3 км от уровня дна. Как это ни парадоксально, но сухопутная сейсморазведка, по существу, лишь только в последние годы приступила к изучению скоростной структуры кристаллического фундамента. Скорости 6,4 – 6,8 и даже 7,0 – 7,2 км/с известны на Балтийской синеклизе (рис. 87), Украинском щите (Коростеньский плутон), Карельском участке Скандинавского щита и в других континентальных областях. Эти скорости получены либо непосредственно на границе фундамента, либо на глубине 1 – 5 км от его поверхности. Объем исследований верхов разреза фундамента океанических платформ, выполненных на коротких профилях, оказался несравнимо большим, чем на континентах. Отсюда и могло создаться представление о специфичности сейсмической структуры коры океанов, хотя из приведенного ниже статистического обзора видно, что на платформах и щитах континентов высокие значения скоростей фиксируются на тех же глубинах и под толщей осадков, мощность которых аналогична океаническим.

И действительно, по данным И. С. Вольвовского (Вольвовский, 1973), к 1972 г. было выполнено 230 тыс. км профилей ГСЗ, причем 3/4 из них приходится на океаны, а остальные – на платформенные территории суши, перспективные в нефтегазоносном отношении.

При сравнении значений скоростей преломленных рефрагированных волн в породах фундамента континентов и в так называемом «третьем», или океаническом, слое океанов сколько-нибудь принципиальных различий не удалось обнаружить (см. рис. 88). И в том и в другом случае наблюдаются два одинаковых максимума скоростей в интервале 6,1 – 6,2 и 6,5 км/с. Это еще раз подтверждает, что распространенное мнение об уникальности сейсмической структуры коры океанов не соответствует фактическим материалам. Подобие же гистограмм скоростей свидетельствует о сходстве физических свойств пород, слагающих верхи кристаллического фундамента континентальных и океанических платформ. И этот факт не может быть случайным.

При решении вопроса о составе пород, слагающих фундамент океанов, определенную помощь могут оказать данные бурения на континентальных платформах. Например, исследования кернов пород, слагающих фундамент Русской платформы, вскрытых 158 скважинами, позволяют выделить три группы пород. Это граниты различного состава, характеризующиеся средней скоростью  $c = 6,0$  км/с и плотностью ( $\rho$ ) 2,58 – 2,69 г/см<sup>3</sup>; гнейсы, чарнокиты и анортозиты





Рис. 88. Обобщенные гистограммы скорости сейсмических волн на поверхности фундамента континентальных (1) и океанических (2) областей:  
 а – подводные возвышенности;  
 б – котловины; в – шельф

( $c = 6,15$  км/с,  $\rho = 2,7 - 2,8$  г/см<sup>3</sup>) и породы основного состава группы габбро (габбро-диориты, габбро-нориты, габбро-норито-лабрадориты и др.), имеющие скорость 6,5 км/с и плотность более 2,8 г/см<sup>3</sup>. Приведенные данные по платформе согласуются с геологической обстановкой на Украинском щите (Коростеньский плутон). Здесь также отмечается хорошая дифференцированность пород по плотности: гранито-гнейсы, мигматиты, рапакиви – 2,6 – 2,7 г/см<sup>3</sup>; анортозиты, габбро-анортозиты – 2,85-2,87 г/см<sup>3</sup>; габбро-нориты – 2,9 – 2,92 г/см<sup>3</sup>. Высокоплотные комплексы габбро-норитов представляют

собой линзу мощностью от 2 до 4 км.

Аналогичная картина получена автором в Балтийской синеклизе (Орлёнок, Феськов, 1978). Здесь над изометричными в плане площадями выхода на поверхность фундамента высокоскоростных пород ( $c = 6,4 - 6,6$  км/с) регистрируются мощные магнитные ( $\Delta Z = 600 - 900$  нТ) и гравитационные ( $\Delta g_b = 2 - 6 \cdot 10^{-5}$  м·с<sup>-2</sup>) аномалии, размеры которых совпадают с размерами высокоскоростных зон. И наоборот, площадям низкоскоростных пород (~6,0 км/с) соответствуют слабо-аномальные поля  $\Delta Z$  и  $\Delta g$ .

Из вышесказанного можно заключить, что наблюдаемая на поверхности океанического фундамента мозаика скоростей, равно как и аномалий гравитационного и магнитного полей, отражает ту же гетерогенность его строения, что и пород щитов и платформ континентов (рис. 89).

Таким образом, скорости 5,9 – 6,2 км/с в фундаментах океанических платформ, как и на суше, скорее всего соответствуют основному

массиву пород гранито-гнейсового состава: 6,4 – 6,8 км/с – пластам и интрузиям основных пород (габбро, базальтов): 7,2 – 7,4 км/с – интрузиям и плутонам ультраосновных (перидотитам).

Сегодня никому не приходит мысль относить кору опущенных на глубину 2 – 4 км платформенных областей суши (в том числе и синеклиз) к океаническому типу строения. Но ведь примерно на ту же глубину опущено большинство океанических котловин (средняя глубина океана 3,8 км). Разница, видимо, заключается лишь в темпах погружения. Если континентальные платформы погружались на эту глубину на протяжении всего фанерозоя и в конце его полностью оказались выполнены осадками, то океанические платформы испытали примерно такое же погружение в значительно более короткий срок – с позднего мела до первой половины кайнозоя (Орлёнок, 1980). Отсюда трудно предположить, что за столь короткий срок континентальная кора океанических платформ претерпела на 2/3 поверхности Земли столь глубокие преобразования (вплоть до полной переработки 30 – 40 км толщи гранито метаморфической коры) без того, чтобы это не нашло отражения в солевом, температурном и газовом режимах гидросферы и атмосферы планеты, а вместе с ними и в эволюции органического мира Земли. Однако никаких тектонических и экологических катастроф в кайнозойской истории Земли до сих пор установить не удалось (Максимов, Кунин, Сардоников, 1977).

Рис. 89. Внутреннее строение Земли под Атлантическим сегментом, отвечающее новой интерпретации гравитационных аномалий и данным сейсмологии:

1 – сейсмический раздел Мохоравичича; 2 – астеносфера; 3 – перисфера; 4 – нижняя мантия; 5 – зона внешнего ядра; 6 – направление потоков тепла (Q), водорода (H<sub>2</sub>) и гелия (He); 7 – вода

## ЧАСТЬ III

### ГЛАВА XI. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ И ФИЗИКА ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ

#### §1. Меркурий

Меркурий – ближайшая к Солнцу планета. Она характеризуется параметрами, анализ которых позволяет получить представление о ее внутреннем строении и путях эволюции.

Главным параметром планеты является ее масса. У Меркурия масса равна  $0,33 \cdot 10^{27}$  г, что составляет  $\frac{1}{18}$  массы Земли. Несмотря на небольшие размеры – диаметр 4880 км, радиус 2440 км, – Меркурий имеет необычайно высокую среднюю плотность –  $5,42 \text{ г/см}^3$ , что значительно выше плотности Луны, размеры которой ненамного меньше Меркурия.

Расстояние от Солнца до Меркурия в перигелии 47 млн. км, в афелии – 70 млн. км, среднее орбитальное – 53 млн. км. Таким образом, Меркурий имеет одну из самых вытянутых эллиптических орбит среди планет Солнечной системы. Полный оборот вокруг Солнца он делает за 88 земных суток. Вокруг своей оси Меркурий вращается очень медленно – один полный оборот за 58,65 суток. Тем не менее американская межпланетная станция «Маринер-10» в 1974 г., сделав множество фотоснимков поверхности планеты, обнаружила у нее слабое магнитное поле напряженностью порядка 100 нТ, которое в 100 раз меньше земного магнитного поля. Ввиду близости Солнца поверхность дневной стороны планеты буквально выжигается – температура поднимается до  $437^\circ\text{C}$ . На теневой стороне она падает до  $-173^\circ\text{C}$ . Солнечная постоянная  $Q_0 = 60 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ , что в 29 раз больше, чем получает Земля от Солнца. Никакие живые организмы земного типа не могут существовать и развиваться в условиях меркурианской температуры. Нет здесь и воды – ни жидкой, ни атмосферной, как нет и самой атмосферы. Это мертвая безжизненная планета, поверхность которой местами, возможно, тускло блестит свинцовыми озерами.

Поверхность Меркурия имеет низкую отражательную способность (альbedo – 0,56, сравнимо с Землей – 0,36). Это указывает на преобладание темноцветных минералов в коре планеты, скорее всего, железисто-магнезиальных силикатов (Войткевич, 1979). В пользу такого предположения свидетельствует и высокая средняя плотность вещества планеты.

На фотографиях «Маринер-10» поверхность Меркурия представляет собой луноподобный пейзаж, плотно усеянный кратерами размером от 50 м до 200 километров и более (рис. 90). Между кратерами располагаются весьма протяженные равнины. Это первое отличие от

Рис. 90. Поверхность Меркурия – фотография сделана американской межпланетной станции «Маринер-10» в 1974 г.

Луны, где нет межкратерных равнин (Кауфман, 1982). Кратеры имеют плоское дно без центральной горки, как на Луне. Все они ударного происхождения – за счет падения крупных и мелких метеоритов, астероидов и, возможно, комет. Судя по возрасту пород подобных образований на Луне, образование кратеров происходило 3 – 4 млрд. лет назад. Отмечается большое количество глыбообразных холмов и гор высотой 250 – 2000 м.

Изучая фотографии, геологи обнаружили еще одно существенное различие между Меркурием и Луной: по всей планете встречаются крупные уступы с мелкими зубцами высотой 1 – 2 км и длиной в несколько сотен километров (Кауфман, 1982). Такие геологические образования возникают обычно в результате сжатия тела планеты и уменьшения площади ее поверхности. Сжатие было обусловлено охлаждением недр Меркурия.

Какие же выводы можно сделать из приведенного фактического материала о природе ближайшей к Солнцу планеты и ее внутреннем строении?

То, что на Меркурии нет атмосферы, однозначно указывает на давно угасшую здесь вулканическую деятельность. Отсутствие у большинства кратеров центральной горки-вулкана, существование безлаговых кратеров свидетельствует о большой глубине астеносферного или подобного ему высокотемпературного слоя, где вещество пребывает в расплавленном состоянии. Частично лавовые заполнения кратеров могли образоваться за счет местного расплава пород, возникающего при преобразовании кинетической энергии в тепловую.

По оценкам исследователей (Хаббард, 1987), высокая плотность Меркурия объясняется наличием у него мощного металлического (по всей вероятности, железного) ядра, диаметр которого достигает 3600 км, т.е. сравним с размерами Луны. Толщина вышележащей мантии, состоящей, по всей видимости, из силикатных пород, в этом случае будет около 640 км. Типичная плотность силикатов – 3,3 г/см<sup>3</sup>, железа – 8,95 г/см<sup>3</sup>. Их смесь дает искомую 5,44 г/см<sup>3</sup> плотность Меркурия, если железо составляет 60% массы планеты.

При таком мощном железном ядре у Меркурия не остается места для достаточного развития жидкого внешнего ядра, подобно тому, что мы видели у Земли. Тогда возникает вопрос о природе наблюдаемого магнитного поля, имеющего тоже дипольную структуру. Здесь могут быть два предположения – либо оно генерируется намагничиванием железного ядра в прошлые эпохи, вследствие более быстрого вращения

планеты, либо оно вбито солнечным ветром магнитного поля внешней короны Солнца.

Первое предположение нам кажется более правдоподобным, ибо это согласуется с дипольным характером поля. Современное медленное вращение планеты обусловлено вековым приливным торможением ее со стороны огромной гравитационной массы Солнца. Меркурий, видимо, давно почти остановил свое осевое вращение. Его ядро еще может пребывать в расплавленном состоянии.

Межкратерные равнины и отсутствие внекратерных горных образований сколько-нибудь значительных размеров можно объяснить отсутствием на планете условий для вулканизма. В отличие от Земли на Меркурии из-за мощного железного ядра, возникшего, по всей вероятности, изначально в ходе гетерогенной аккреции (см. гл. XV), никогда не было внешнего жидкого ядра, а отсюда и зоны вторичного расплава – астеносферы. Поэтому не было и вулканизма. Давление в основании мантии на глубине 640 км составляет всего 70 кбар (70000 атм), что позволяет развить температуру порядка 1500 К (около 2000°C), какой в общем-то недостаточно для образования мощного слоя расплавленного вещества, подобного земной астеносфере. В железном, однородном по химическому составу ядре нет источников тепла, так как нет ни радиоактивных, ни пероксидов ( $\text{MeO}_2$ ) и дигидридов ( $\text{MeH}_2$ ) металлов. Поэтому здесь не происходят термохимические реакции, являющиеся дополнительным источником тепла, летучих и воды. Эндогенная подпитка низов мантии не происходит.

Поскольку небольшая геологическая активность на Меркурии вследствие его малой массы и мощного приливного воздействия со стороны Солнца завершилась 4 млрд. лет назад, не оставив на поверхности почти никаких следов, кроме последующего сжатия (контракции), то можно предположить, что за предыдущие 500 млн. лет произошла полная дифференциация металлической и силикатной фазы с образованием мощного железного ядра и тонкой мантии. Поэтому совершенно естественно, как и в случае с Землей, выводить внутреннее строение Меркурия как результат изначального разделения вещества. В условиях высоких температур близкой протозвезды легкие фракции улетучивались, а тяжелые сформировали вначале массивное ядро, на поверхность которого затем стремительно выпали более легкие силикатные частицы из окружающего протосолнце пылегазового облака. Образ планеты был создан в процессе ее творения и в дальнейшем остался практически неизменным. Лишь запоздавший дождь каменных

обломков, выпавший несколько позже на уже сформировавшуюся поверхность планеты, изрыл ее кратерами. Этот древний лик Меркурия и предстает сегодня перед нами.

## **§2. Венера**

Яркая белая утренняя или вечерняя «звезда», появляющаяся над горизонтом на западе после захода Солнца или на востоке перед его восходом, – это Венера – планета загадок (рис. 91). Ее гелиоцентрическое расстояние – 108 млн. км, она расположена на 50 млн. км ближе к

Рис. 91. Венера, фото «Маринер-10», полученное в 1974 г.



Солнцу, чем Земля. Масса Венеры  $4,87 \cdot 10^{27}$  г, что составляет 81% земной массы. Средний радиус – 6050 км, средняя плотность –  $5,245 \text{ г/см}^3$ , ускорение силы тяжести –  $8,8 \text{ м/с}^2$ , вес предметов на Венере только на 10% меньше их веса на Земле. Период обращения планеты вокруг Солнца –  $T = 225$  суткам. Венера очень медленно вращается вокруг своей оси – один оборот за 243,16 суток, причем имеет обратное вращение (навстречу Земле). Это значит, что Солнце восходит на западе, а заходит на востоке. Продолжительность солнечных суток на Венере равна 117 земным суткам.

Венера имеет очень мощную атмосферу гигантской плотности. На поверхности планеты давление атмосферы составляет 100 атм (10 МПа), что соответствует давлению на глубине моря 1000 м.

Находясь ближе к Солнцу, Венера получает в два раза больше тепла, чем Земля –  $3,6 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ . Как показали измерения, выполненные советскими межпланетными станциями, температура на поверхности планеты испепеляющая ( $+480^\circ\text{C}$ ), больше, чем на Меркурии. Этот удивительный факт объясняется парниковым эффектом, создаваемым венерианской атмосферой. В свою очередь атмосфера, поглощая и задерживая солнечный свет, также нагревается (рис. 92). Часть тепла, проходя толщу атмосферы, нагревает поверхность планеты. Но переизлучение тепла происходит на более длинных волнах (в инфракрасном диапазоне), которые задерживаются молекулами углекислого газа  $\text{CO}_2$ , составляющими 97% массы венерианской атмосферы. На долю кислорода приходится только 0,01%, азота – 2%, водяных паров – 0,05%.

Рис. 92. Температура и давление в атмосфере Венеры

Оранжевый, парниковый эффект, создаваемый углекислотой, препятствует переизлучению тепла и охлаждению поверхности даже во время длинной венерианской ночи. Отсутствие значительных перепадов приземной температуры объясняет факт необычайно низких скоростей ветра (3 м/с), измеренных станциями «Венера». В то же время наблюдениями с «Маринер-10» были установлены громадные скорости ветра в атмосфере Венеры. Полный оборот вокруг планеты атмосфера делает всего за четыре дня, хотя сама планета, как мы знаем, вращается значительно медленнее. Следовательно, скорость ветра достигает ураганных значений – 100 м/с.

Облачный слой планеты начинается с высоты 35 км и тянется до высоты 70 км. Нижний ярус облаков состоит из 80%-ной серной кислоты ( $H_2SO_4$ ).

Венера имеет очень слабое магнитное поле, напряженность его на экваторе составляет всего 14 – 23 нТ.

Рельеф поверхности планеты недоступен визуальному наблюдению из-за плотной облачности. Он изучался посредством радиолокации с Земли и с трех искусственных спутников – двух советских и одного американского. Кроме того, автоматическая станция «Венера-14», совершившая мягкую посадку на поверхность планеты, передала телевизионное изображение небольшого участка рельефа, на котором видны острые угловатые камни, щебень, песок – явные следы геологического выветривания пород. Измеренная плотность пород близка к земным базальтам – 2,7 - 2,9 г/см<sup>3</sup>. Отношение урана к торию U/Th также оказалось близким к тем значениям, которые наблюдаются в земной коре.

В рельефе поверхности планеты преобладают равнины. Горные районы занимают около 8% территории. Высота гор 1,5 – 5,0 км. Самый высокий горный массив (до 8 км) обнаружен на плато Иштар, размеры которого сравнимы с Австралией, а высота – около 1000 м над уровнем прилегающей равнины.

Низменности занимают 27% поверхности Венеры. Крупнейшая из них – Атлантида – имеет в поперечнике около 2700 км и глубину 2 км. Много невысоких гор и горных цепей. Вблизи экватора обнаружен гигантский разлом длиной до 1500 км и шириной 150 км, глубиной до 2 км. В целом в рельефе Венеры просматриваются черты строения, сходные с земными, – выявляются континентальные и океанические области – земля Иштар, где расположены высочайшие горы Максвелла, область Бета и большой, вытянутый вдоль экватора континент Аф-

родиты. Низменности, подобные Атлантиде, сравнимы с океаническими областями, правда, ныне безводными. Обнаружено несколько вулканов с огромными кратерами (рис. 93), в горных областях отмечены кратеры ударного происхождения. Но в целом следует отметить важный факт: поверхность Венеры слабо кратирована, что указывает на продолжающуюся деятельность геологических процессов преобразования поверхностных пород и рельефообразования, которая в прошлом, несомненно, была значительнее.

Для определения внутреннего строения планеты была предпринята попытка расчета модели с использованием уравнения состояния земного вещества, а также железа и различных окислов и силикатов (Жарков, 1978; Хаббард, 1987). Была получена трехслойная модель, состоящая из коры толщиной 16 км, силикатной оболочки до глубины 3224 км и железного ядра в центре. Вопрос о наличии у Венеры жидкого ядра и астеносферы остался вне обсуждения.

Итак, проанализируем имеющиеся данные по Венере в свете наших знаний о Земле.

Наличие мощной атмосферы с большим содержанием углекислого газа и соединений серы свидетельствует о ее вулканическом происхождении. В условиях Земли  $\text{CO}_2$  связывается карбонатной системой Мирового океана с образованием  $\text{CaCO}_3$ , принимает участие в синтезе органического вещества, растворен в морской воде, находится в составе биомассы живого органического вещества и законсервирован в осадочных породах в виде отмерших организмов. Поэтому в земной атмосфере углекислого газа содержится ничтожное количество – менее 0,1%. Поступает же он ежегодно с вулканическими извержениями и по глубинным разломам земной коры – около  $10^{13}$  г. Общая масса земной атмосферы составляет около  $5 \cdot 10^{21}$  г. На Венере давление атмосферы на два порядка больше. Следовательно, при примерно равной площади сферы планет массу венерианской атмосферы можно оценить в  $1,7 \cdot 10^{24}$  г.

Таким образом, преобладание в атмосфере Венеры углекислого газа служит указанием на отсутствие на поверхности планеты воды и биосферы. Углекислый газ может выделяться также при нагревании карбонатных пород. Поэтому нельзя исключить возможность такого пути поступления  $\text{CO}_2$  в венерианскую атмосферу (наряду с вулканизмом). Но тогда надо допустить возможность существования в прошлом на Венере океанов, в которых происходило образование этих карбонатных пород. Возникает вопрос: возможно ли такое, и если да, то когда они были на этой планете и почему исчезли?

Рис. 93. Вулканы на Венере. Радиолокационный снимок сделан космическим зондом «Магеллан», в 1989 г.

Чтобы попытаться ответить на поставленные вопросы, забежим несколько вперед, в нашем изложении материала и коснемся темы эволюции звезд. Дело в том, что существует несколько стадий развития звезды: красного спектрального класса – с температурой поверхности 3000 К, оранжевого спектрального класса – 5000 К и желтого спектрального класса – 6000 К – это наше современное Солнце. В геологической истории Земли 320 млн. лет назад наступил карбоновый период, знаменательный внезапным расцветом царства наземных растений. Предыдущие формы жизни носят следы, указывающие на их развитие лишь в водоемах и, скорее всего, подо льдом. Можно предположить, что появление карбоновых тропических лесов на Земле обусловлено переходом Солнца от оранжевого в стадию желтого спектрального класса. Обильное тепло создало благоприятные возможности для бурного развития земной флоры. Но одновременно это же Солнце иссушило венерианские океаны, уничтожило органическую жизнь, к тому времени сложившуюся на планете. Продолжающийся вулканизм пополнил атмосферу  $\text{CO}_2$ , и если масса его эксгаляций была такая же, как на Земле ( $10^{13}$  г/год), то за 320 – 400 млн. лет его поступило в венерианскую атмосферу  $4 \cdot 10^{21}$  г. Масса современной атмосферы на три порядка больше, –  $1,7 \cdot 10^{24}$  г, следовательно, недостающая часть  $\text{CO}_2$  могла поступить за счет начавшегося отжига (декарбонизации) известняков, покрывающих дно обширных океанических бассейнов типа Атлантиды, а также за счет разложения погибшей биомассы планеты.

Имея почти такую же, как Земля, массу и, следовательно, сходные термодинамические условия на уровне внешнего ядра ( $P = 1,5 \cdot 10^6$  атм,  $T=3000$  К) и получая до карбонового периода от менее горячего Солнца примерно столько же тепла, сколько сегодня получает его Земля, Венера располагала всеми необходимыми условиями для длительного развития и накопления своей гидросферы и органической жизни. К концу девонского периода на Венере вполне могли существовать моря и океаны и жизнь в них. Трагическая судьба планеты началась с переходом светила в стадию желтого спектрального класса и началом быстрого испарения венерианской гидросферы.

Следы былой геологической жизни на планете весьма отчетливы, и мы о них говорили выше. Венера, несомненно, имела раньше более быстрое вращение. Она, как и Меркурий, постепенно затормозила его под гравитационным воздействием близкого Солнца. Следовательно, планета обладала собственным магнитным полем. Отсутствие его в настоящее время вовсе не является свидетельством отсутствия жидкого

ядра. Оно до минимума ослаблено медленным вращением планеты. Атмосфера планеты, несомненно, подпитывается вулканизмом. Иначе она в значительной мере была бы уже утрачена. Но вулканизм, как мы знаем, невозможен без внутренней активности планеты, т.е. без существования жидкого внешнего ядра и его производной – астеносферы.

Для проверки выдвинутой здесь и ранее (Орлёнок, 1990) гипотезы в рамках истории Венеры об однотипности органической жизни в условиях одинакового химического состава протовещества и близких физических условиях на поверхности планет необходимо искать во впадинах Атлантиды Венеры остатки морских осадочных пород – известняков, мраморов, песчаников с фауной и т. д. Один наперсток такой породы, доставленный на Землю, позволит решить сразу ряд крупных естественнонаучных и космогонических проблем. Нам остается только ждать этих фактов.

### §3. Луна

Порой, сами того не сознавая, люди чувствуют себя менее затерянными в бездне мироздания, когда в вечернем небе над ними поднимается желтый диск Луны. Вечная спутница Земли – Луна – с расстояния 384 тыс. км видела все, что происходило на земной поверхности. Только она одна могла бы во всех подробностях рассказать нам подлинную историю событий, происходивших на Земле. Размеры и масса Луны приближаются к планетным параметрам. Поэтому мы рассмотрим ее строение здесь наряду с планетами Земной группы.

Масса Луны –  $7,35 \cdot 10^{25}$  г, т.е. в 81 раз меньше земной. Диаметр – 3476 км, средняя плотность –  $3,34$  г/см<sup>3</sup>. Ускорение силы тяжести в 6 раз меньше, чем на поверхности Земли, и составляет  $1,63$  м/с<sup>2</sup>.

Луна делает один оборот вокруг Земли за 29,5 суток, скорость вращения вокруг оси 27,32 суток. Таким образом, периоды ее осевого вращения и сидерического обращения вокруг Земли равны. Вот почему Луна всегда обращена к нам одной и той же стороной (рис. 94).

Луна лишена воды и атмосферы. В течение солнечного дня, длящегося, как и ночь, 15 суток, ее поверхность нагревается до  $+130^{\circ}\text{C}$ , а ночью охлаждается до  $-170^{\circ}\text{C}$ .

С 1969 по 1972 г. 29 американских астронавтов побывали на Луне. Три автоматические станции и два лунохода, посланные СССР, также проделали большую работу. Все это позволило провести разносторонние исследования физических полей, рельефа и лунных пород. Сравнение фотографий обращенной к Земле и противоположной сторон

Луны позволяет заключить, что из-за приливного торможения спутник уже давно практически остановил свое вращение.

Рис. 94. Луна

Рельеф лунного полушария, обращенного к Земле (рис. 94), довольно разнообразен. Здесь различают обширные низменности, получившие названия морей, материковые области с горными хребтами и отдельными горными массивами высотой 5 – 8 км, множество крупных и мелких кольцевых кратеров. В одном из них – кратере Альфонс диаметром 124 км – в 1958 г. наблюдалось свечение центральной горки. В нем были обнаружены выделения углерода.

На обратной стороне Луны преобладают кратерные формы и отмечено лишь два моря – море Москвы и море Мечты.

Поверхность кратеров и лунных морей – плоская, магматического происхождения. Судя по возрасту пород, последний этап вулканизма на Луне закончился 3,3 млрд. лет назад. Расплавленная мантия находилась в то время на сравнительно небольшой глубине, и магма после удара метеорита легко выходила по трещинам на поверхность, заполняя образовавшийся кратер. Обилие мелких кратеров микронного и миллиметрового диаметров свидетельствует о беспрепятственной метеоритной бомбардировке лунной поверхности, обусловленной отсутствием атмосферы и продолжающийся поныне. Например, только за четыре года осуществления американской программы «Аполлон» установленные сейсмографы зарегистрировали 12 000 сейсмических толчков, из них 1700 пришлось на долю сильных ударов метеоритных тел.

Однако часть кратеров, например Коперник (диаметр 100 км), имеет вулканическое происхождение. Об этом говорит сложный гористый рельеф их поверхности, слоистое строение стенок кратера. Это структура не ударного происхождения, а образовавшаяся в результате проседания.

Анализ доставленных на Землю образцов лунных пород и грунта показал, что это древнейшие образования, имеющие возраст от 3,3 до 4,2 млрд. лет. Следовательно, возраст Луны близок к возрасту Земли – 4,6 млрд. лет, что позволяет уверенно предполагать их одновременное образование.

Лунный грунт (реголит) имеет плотность  $1,5 \text{ г/см}^3$  и сходен по химическому составу с земными породами. Малая плотность его объясняется большой (50%) пористостью. Среди твердых пород были выделены: «морской» базальт (содержание кремнезема 40,5%), габбро-анортозиты (содержание  $\text{SiO}_2$  – 50%) и дацит с высоким содержанием кремнезема (61%), приближающим его к земным кислым (гранитным) породам.

Анортозитовые породы имеют наиболее широкое распространение на Луне. Это самые древние образования. По данным сейсмических исследований, проведенных с помощью шести сейсмографов, установленных американскими астронавтами, выявлено, что лунная кора до глубины 60 км состоит преимущественно из этих пород. Предполагается, что нориты образовались в результате частичного плавления анортозитов. Анортозиты слагают преимущественно возвышенные части лунной поверхности (континенты), нориты – горные области. Базальты покрывают обширные поверхности лунных морей и имеют более темную окраску. Они сильно обеднены кремнеземом и по хими-



ческому составу близки к Земным базальтам. Замечательно, что астронавтами не было доставлено ни одного образца морских осадочных пород. Это значит, что на Луне никогда не было морей и океанов, а выносимая с вулканизмом на поверхность вода диссипировала. Из-за малой массы скорость преодолевания газовыми молекулами силы лунного притяжения составляет всего 2,38 км/с. В то же время при нагревании скорость легких молекул – более 2,40 км/с. Поэтому Луна не может удерживать свою газовую атмосферу – она быстро улетучивается.

Средняя плотность так называемых «морских» базальтов –  $3,9 \text{ г/см}^3$ , а анортозитовых пород –  $2,9 \text{ г/см}^3$ , что выше средней плотности земной коры –  $2,67 \text{ г/см}^3$ . Однако низкая средняя плотность Луны ( $3,34 \text{ г/см}^3$ ) указывает на общее однородное строение ее недр и отсутствие у Луны железного ядра сколько-нибудь значительных размеров.

Но нельзя совсем исключать наличие очень небольшого металлического ядра первичной конденсации, вокруг которого происходило формирование силикатной лунной оболочки.

В пользу предположения об однородной Луне говорит близость ее момента инерции  $I/Ma^2$  к предельному значению, равному 0,4. Напомним, что для Земли величина  $I/Ma^2 = 0,33089$ , что соответствует значительной концентрации массы в центре планеты и согласуется с ее общей высокой средней плотностью.

Слабое изменение плотности  $\rho$  и силы тяжести  $g$  с глубиной в случае однородной модели позволяет определить давление в центре Луны из простого соотношения:  $P = g\rho R$ , где  $g = 1,63 \text{ м/с}^2$ ,  $\rho = 3,34 \text{ г/см}^3$ ,  $R = 1738 \text{ км}$ . Отсюда  $P \approx 4,7 \cdot 10^4 \text{ атм}$ . На Земле такое давление достигается на глубине порядка 150 км.

Изучение распространения сейсмических волн показало, что почти все возмущения возникали глубоко в недрах Луны на глубине около 800 км. Эти лунотрясения происходили периодически и связаны с приливным возмущением со стороны Земли. Не коррелирующие с приливами лунотрясения вызываются тектоническим механизмом освобождения энергии – они значительно сильнее первых (Хаббард, 1987).

Глубже 1000 км поперечные волны плохо проходят. Эта область Луны, по-видимому, является аналогом земной астеносферы (Хаббард, 1987). Вещество здесь пребывает в расплавленном состоянии. Этот вывод подтверждается и тем фактом, что глубже 1000 км очаги лунотрясений не наблюдались.

У Луны не обнаружено собственного дипольного магнитного поля. Поэтому большой сенсацией было открытие астронавтами магнетизма

лунных пород. Так, в районе моря Дождей измеренное поле было 6 нТ, в океане Бурь – 40 нТ, а на насыпном валу Фра-Мауро – 100 нТ. В районе кратера Декарт вдоль профиля наблюдений в несколько километров поле сильно менялось, достигая 300 нТ. Оказалось также, что кора континентов намагничена сильнее коры лунных морей. По современным оценкам, величина магнитного момента диполя Луны в миллион раз слабее земного. Это составляет всего несколько единиц нанотесл (гамм) на лунном магнитном экваторе. По образцам горных пород установлено, что основными носителями лунного магнетизма являются частички железа. Все это свидетельствует о существовании ранее более мощного собственного магнитного поля у Луны, когда ее осевое вращение было более быстрым и действовал вулканизм. Значит, Луна вначале обладала достаточно мощным расплавленным внешним ядром, в котором эффективно действовал механизм гидромагнитного динамо, подобный тому, что имеет место на Земле. Сегодня же на Луне регистрируется лишь остаточный магнетизм, законсервировавший память прошлых луномагнитных эпох.

Приливные возмущения Луны имеют, вероятно, для истории Земли такое же значение, что и возмущения Солнца для Меркурия и Венеры. Тесная связь между периодичностью максимальных приливных возмущений и проявлений вулканизма известна не только на Луне, но и на Земле. Но эти возмущения на Земле захватывают не только водную оболочку и ее поверхность. Периодические взаимные смещения испытывают частицы вещества внутри нашей планеты, особенно в ее расплавленных зонах – внешнем ядре и астеносфере. Постоянное приливное перемешивание вещества и возникающая при этом добавочная теплота от взаимного трения частиц должны были способствовать ускорению процессов термохимических реакций и общей дифференциации вещества. Возникшие при этом уменьшения давлений или повышения температуры способны были в условиях расплавленных зон Земли и Луны ускорить химическое разложение дигидридов ( $\text{MeH}_2$ ) и пероксидов ( $\text{MeO}_2$ ) металлов протовещества.

Таким образом, Луна для Земли явилась своего рода катализатором и регулятором внутренней активности. Не будь ее, эволюция протовещества в земных условиях, несомненно, сильно замедлилась бы. Аналогичную роль сыграла Земля для Луны.

И, наконец, еще один важный аспект проблемы. Приливное взаимодействие Земли и Луны постепенно уменьшает скорость вращения обеих планет. В результате, как отмечалось, Луна уже прекратила свое вращение и постоянно обращена к Земле одной стороной. С момента

своего образования значительно уменьшилась и скорость вращения Земли. Это находит подтверждение в непосредственных астрономических измерениях, а также при изучении древних вавилонских, египетских и шумерских записей о наблюдениях солнечного затмения, выполненных более 2000 лет назад. Дополнительную информацию по этому вопросу дают исследования ископаемых кораллов различного возраста. Было установлено, что по сравнению с силуром (440 млн. лет назад) скорость вращения Земли уменьшилась на 2,47 часа. На столько же увеличилась продолжительность суток. Все три рассмотренных и независимых источника дают один внутренне согласованный результат: уменьшение скорости вращения Земли происходит в среднем на две секунды в каждые 100000 лет.

Вследствие уменьшения скорости вращения Земли происходит обмен моментами количества движения с Луной. В результате скорость вращения Луны вокруг своей оси уменьшалась быстрее, чем Земли, и одновременно возрастало расстояние между ними. Средняя скорость удаления спутника, по расчетам П. Мельхиора (1976), составляет 3,6 см в год. Если бы это удаление шло так же равномерно, как и замедление скорости (3,6 см в год) за 4,5 млрд. лет Луна удалась бы от Земли на расстояние 162 тыс. км. Следовательно, сразу после образования планет она находилась на расстоянии, в 2,4 раза меньше современного. Столь близкое расположение Луны должно было бы вызвать на Земле катастрофические приливные деформации коры и глубинного вещества. Это событие должно было бы отразиться в докембрийской геологии в виде колоссального по объему вулканизма и других явлениях. Одновременно аналогичные события должны были произойти и на Луне. Однако ничего подобного в действительности не запечатлено в истории обеих планет. Следовательно, есть основания предположить, что современная скорость приливного торможения не всегда была таковой, а приобретена Землей лишь сравнительно недавно.

С другой стороны, наблюдаемое приливное торможение вызвано главным образом океанскими приливными волнами. Не будь их, скорость торможения была бы значительно меньше. Но, как мы знаем, океаны современных размеров и глубин появились лишь в конце палеогена, т.е. 30 – 50 млн. лет назад. В докайнозойское время обширных и глубоководных бассейнов еще не было, а в небольших мелководных морях приливы ничтожно малы. Следовательно, современную скорость удаления Луны, вызванную приливным торможением Мирового

океана, мы должны распространять не на всю историю Земли, а лишь на период океанизации, т.е. 30 – 50 млн. лет. С учетом сказанного найдем расстояние, на которое удалилась Луна за последние 50 млн. лет:  $3,6 \text{ см/год} \cdot 50 \cdot 10^6 \text{ лет} = 180 \cdot 10^6 \text{ см}$ , т.е. удаление составило 1800 км.

В докайнозойскую эпоху вследствие слабого приливного торможения скорость удаления была по меньшей мере на порядок ниже современной:  $0,36 \text{ см/год} \cdot 4,5 \cdot 10^9 \text{ лет} = 1,62 \cdot 10^9 \text{ см}$ , т.е. удаление составило 16200 км. Следовательно, Луна и Земля в момент своего образования находились всего на 17 – 20 тыс. км ближе, чем сейчас, что не могло существенно повлиять на величину тогдашних приливов.

Таким образом, наибольшее приливное торможение Земля испытывала в конце первой крупной фазы океанизации, т.е. в конце палеогена. До этого она вращалась с большей скоростью и должна была иметь большее полюсное сжатие и, следовательно, большее вздутие по экватору. Из наблюдений эволюции с искусственных спутников Земли такое вздутие экватора действительно установлено и составляет 70 м. Было также доказано, что оно не соответствует современной скорости вращения. Следовательно, возраст установленного экваториального вздутия составляет 25 – 50 млн. лет. Оно приобретено планетой в докайнозойскую эпоху при большей, чем теперь, скорости вращения.

Все имеющиеся данные указывают, что первоначальные скорости вращения Луны и Земли были значительно больше современных, а их гравитационное взаимодействие сильнее вследствие более близкого расположения их на орбите (Орлёнок, 1980). В этих условиях становятся понятными причины быстрого разогрева планеты, образования терморекционных зон внутри Земли и более раннее завершение активности Луны. Приливные перемещения частиц протовещества способствовали быстрому выделению огромных количеств тепла и разогреву недр планеты. В условиях Луны вследствие большей массы Земли приливный эффект был значительно больше, что ускорило процессы ее эволюции. Вот почему геологическая активность Луны закончилась так рано 3 – 3,6 млрд. лет назад.

В конце концов наступит момент, когда Земля также полностью прекратит свое вращение и будет постоянно обращена к Луне одной стороной. Но поскольку земное магнитное поле создается в результате быстрого вращения планеты, то оно исчезнет так же, как исчезло у Луны, Меркурия и Венеры, давно остановивших свое вращение под действием сил тяготения Земли и Солнца.

Итак, роль Луны в жизни Земли оказывается значительной. Это позволяет по-новому взглянуть на роль спутников в процессе эволюции других планет.

#### §4. Марс

Орбита Марса проходит значительно выше земной – почти на 60 млн. км. Среднее гелиоцентрическое расстояние составляет 225 млн. км. Но благодаря эллиптичности орбиты Марс через каждые 780 дней сближается с Землей до расстояния 58 млн. км и удаляется до 101 млн. км. Эти точки называются противостояниями. Масса Марса  $0,64 \cdot 10^{27}$  г, радиус 3394 км, средняя плотность  $3,94 \text{ г/см}^3$ , ускорение силы тяжести  $3,71 \text{ м/с}^2$ . Продолжительность марсианского года – 687 земных суток, период вращения вокруг оси такой же, как у Земли, – 24 часа 34 минуты 22,6 секунды. Наклон оси к плоскости орбиты также близок земному –  $24^\circ$ . Это обеспечивает смену сезонов года и существование «климатических» поясов – жаркого экваториального, двух умеренных и двух полярных тепловых поясов. Однако ввиду значительной удаленности от Солнца (Марс получает в 2,3 раза меньше солнечного тепла, чем Земля) контрасты тепловых поясов и сезонов года здесь иные. Полуденная температура на марсианском экваторе достигает  $+10^\circ\text{C}$ , а на полярных шапках падает до  $-120^\circ\text{C}$ .

У Марса имеются два спутника – Фобос и Деймос. Фобос более крупный –  $27 \times 21 \times 19$  км (рис. 95). Его орбита проходит всего в 5000 км от планеты. Деймос имеет размеры  $15 \times 12 \times 11$  км и расположен на более высокой орбите – 20000 км от поверхности Марса. По фотографиям «Маринер-9» – американской межпланетной станции, исследовавшей планету в 1972 году, оба спутника являются обломками астероидов. На них видны ямки-кратеры от удара крупных и мелких метеоритов без характерных взрывных валов и базальтовых магматических заполнений, как это наблюдалось на других планетах и Луне.

На Марсе обнаружена очень разреженная атмосфера, давление которой на поверхности составляет всего 0,01 атм. Она состоит на 95% из углекислого газа ( $\text{CO}_2$ ); азота (N) – 2,5%; аргона (Ar) – 2%; 0,3% – кислорода ( $\text{O}_2$ ) и 0,1% – водяных паров. Если атмосферную воду конденсировать, то она покроет марсианскую поверхность пленкой толщиной всего 10 – 20 мм.

Межпланетные советские станции обнаружили у Марса собственное дипольное магнитное поле слабой интенсивности – 64 нТ по экватору (магнитный момент равен  $2,5 \cdot 10^{22}$  СГС ( $2,5 \cdot 10^{19}$  А·м<sup>2</sup>)). Хотя эти измерения до сих пор дискутируются, наличие магнитного поля у быстро вращающейся планеты – факт закономерный. Его низкая напряженность может быть вполне объяснена отсутствием развитого жидко-

го внешнего ядра. Завершение вулканизма на планете имело место около 2,0 – 2,5 млрд. лет назад, тогда же редуцировалось и внешнее ядро Марса.

Рис. 95. Фобос (снимок получен американской станцией «Маринер-9» в 1972 г.)

В 1976 году на Марсе совершили посадку американские станции «Викинг-1» и «Викинг-2». Перед ними ставилась задача поиска следов органической жизни на планете. Хотя решить эту проблему не удалось, был исследован грунт и сделаны фотографии района посадки поверхности Марса с низких высот. Совершенно неожиданно грунт оказался более обогащен железом, чем на Земле, – его состав, по данным изме-

рений, таков: гидритные окислы железа ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) – 18%; кремнезем ( $\text{SiO}_2$ ) – 13 – 15%; кальций (Ca) – 3 – 8%; алюминий (Al) – 2 – 7%; титан (Ti) – 0,5%. Такой состав характерен для продуктов разрушения полевошпат-пироксен-оливиновых пород с ильменитом. Красноватый цвет поверхности Марса обусловлен гематитизацией и лимонитизацией пород. Но для этого процесса нужна вода и кислород, которые, очевидно, и поступают из подпочвы при прогревании поверхности марсианским днем или теплыми газовыми эксгаляциями.

Белый цвет полярных шапок объясняется выпадением замерзшей углекислоты. Есть основание полагать, что мантия Марса обогащена железом, или же его высокое содержание в поверхностных породах вызвано низкой степенью дифференциации мантийных пород.

Как и на Луне, непродолжительная геологическая активность Марса обусловлена его небольшой массой. Поэтому трудно в этих условиях ожидать полной дифференциации протовещества в небольшой по мощности зоне расплава мантии.

Масса планеты обеспечивает в центре давление порядка  $4 \cdot 10^5$  атм, что соответствует 100 км глубины на Земле. Температура плавления – 1100 К; по некоторым данным, достигается частично на глубине около 200 км. Если в качестве источников тепла брать радиоактивные элементы, то, согласно У. Хаббарду (1987), плавление мантии может начаться только через 2 – 3 млрд. лет после образования планеты. Однако, полагая, что Марс не является каким-то исключением, и прообраз его оболочечного строения, как и Земли, был заложен в ходе его аккреции из небулярного облака, мы полагаем, что внутреннее металлическое ядро (примерно  $\frac{1}{3} R$ ), лишенное радиоактивных элементов, возникло изначально. Оно в дальнейшем конденсировало силикатную мантию, содержащую радиоактивные элементы. Формирование зоны расплава шло, несомненно, по границе твердого железного ядра, как за счет распада коротко- и долгоживущих радиоактивных элементов, так и за счет давления. Формирование же астеносферы как вторичной зоны шло за счет накопления диффундируемого снизу тепла и радиоактивных разогревов вещества на уровне, значительно более глубоком, чем 200 км. Процесс имел очаговый характер, что нашло отражение в особенности марсианского рельефа и характере вулканизма.

Поражают прежде всего размеры марсианских вулканов. Так, гора Олимп имеет высоту 20 км при диаметре основания 500 км (рис. 96). В области Тарсис, расположенной к северу от экватора, есть еще три огромных вулкана. В северном же полушарии Марса находится вторая

Рис. 96. Гора Олимп

вулканическая область – Элизий. В южном полушарии – преимущественно кратеры с плоским дном. Большинство вулканов – щитовые, т.е. лавовые покровы занимают огромные пространства. Это характерно для лав низкой вязкости и крупных очагов вулканизма. На Земле такие извержения происходят при плавлении очень богатых железом пород. Приблизительная оценка глубины очага (0,1 высоты вулкана) дает для щитовых вулканов Марса величину порядка 200 км. Однако эта глубина совпадает с глубиной астеносферной зоны на Земле, где давление в несколько раз выше, чем на соответствующей глубине Марса. У последнего на глубине 200 км давление будет около 3000 атм, что соответствует земным 50 км. Многие корни земных вулканов действительно находятся на этих глубинах. Но если брать средний вертикальный температурный градиент, равный  $12^{\circ}/\text{км}$ , то температура на глубине 50 км будет всего  $500 - 600^{\circ}\text{C}$ , что в два раза ниже необходимой температуры плавления для земной мантии. Из этого следует, что в очаги



вулканизма как на Земле, так и на Марсе магма поступает из более глубоких горизонтов, где термодинамические условия и накопленное глубинное тепло, диффундируемое из зоны внешнего ядра, создают температуры порядка 1100 К.

Из-за большей массы Марса и, следовательно, иных термодинамических условий в ядре, а также больших запасов радиоактивных элементов вулканическая активность на нем, несомненно, продолжалась дольше, чем на Луне. В финале ее, где-то 2,0 – 2,5 млрд. лет назад, под почвой и в верхних горизонтах коры произошло накопление воды. Периодические прорывы ее на поверхность планеты в экваториальной области оставили многочисленные следы в виде русел и, возможно, рек, грандиозных оползней и оплывин пород, зафиксированных на фотографиях станции «Маринер-9» (рис. 97).

Рис. 97. Долина «Маринер» – гигантский каньон на Марсе со следами водной эрозии

Одним из таких свидетельств является гигантский каньон Маринер длиной 4000 км и шириной 2000 км. Его крутые борта опускаются до глубины 6 км. Долина, возможно, имеет и тектоническое происхождение, но по ее краям развита сеть меандрирующих русел явно водного происхождения. Аппараты «Викинг-1» и «Викинг-2» обнаружили гораздо больше признаков водной эрозии, чем сухих русел, которые наблюдал «Маринер-9» (Кауфман, 1982). По мнению исследователей, огромные массы воды периодически внезапно и быстро проносились в некоторых районах поверхности Марса. Много воды на Марсе остается в виде вечной мерзлоты и линз льда под поверхностью планеты. Периодическое ее оттаивание может вызвать наводнения и грандиозные оползни (рис. 98). Вследствие низкого атмосферного давления марсианские реки и озера не могут долго существовать. Вода быстро выкипает и испаряется.

Рис. 98. Гигантский оползень на Марсе в долине «Маринер» на снимке «Викинг-1» (1976 г.)

\* \* \*

Завершая рассмотрение строения планет земной группы и Луны, подведем некоторые итоги. Земля, несомненно, может служить моделью, своего рода эталоном для сравнения обстановки на других планетах. С другой стороны, отклонения от этого эталона несут информацию о специфических процессах, обусловленных гелиоцентрическим расстоянием и параметрами массы планеты.

Все планеты образованы из одного и того же материала – исходного материнского пылегазового облака. Все они обогащены тугоплавкими веществами и железом, ближайшие к Солнцу обеднены летучими элементами. Некоторые различия состава пород определяются, видимо, различным соотношением силикатного и металлического материала. Весьма непродолжительный период геологической и внутренней активности Меркурия, Луны и Марса, исчисляемый одним-двумя миллиардами лет, исключает возможность их дифференциации на оболочки. Сама концепция послееаккреационного расплава планетных недр, изначально однородных по составу, с последующей магматической дифференциацией явно бездоказательна. Процессы дифференциации у малых планет, имеющих небольшие термодинамические параметры, недостаточные для расплава больших объемов вещества, видимо, весьма ограничены. Нет здесь исключения и для Земли. Внутренние металлические ядра планет – большего или меньшего размера – формировались изначально в ходе аккреции пылегазового облака – как первичные ядра конденсации, вокруг которых в дальнейшем шло наращивание более легкого силикатного материала. По мере удаления от Солнца этот материал обогащался летучими элементами и водой. На Меркурии он был обеднен этими элементами, но обогащен железом и другими тугоплавкими веществами.

Масса планет и гелиоцентрическое расстояние являются основными параметрами их эволюции. Чем больше масса, тем дольше идет геологический процесс. Атмосфера – показатель геологической активности.

Весьма сильно влияние приливного торможения со стороны Солнца на расстояние 100 млн. км, которому в полной мере подвергались Меркурий и Венера. Аналогичную роль сыграла Земля для Луны. Все планеты в период своей геологической активности вращались быстрее и, конечно, имели магнитное поле и, следовательно, обладали достаточно развитым жидким внешним ядром. Около 3 млрд. лет назад, ис-

черпав свои термодинамические возможности и запасы коротко- и долгоживущих радиоактивных элементов, расплавленные околоядерные зоны сократились в размерах, а их температура понизилась. Сохранилось лишь остаточное магнитное поле или память о нем в намагниченных породах.

Астеносфера и расплавленные внешние ядра остались лишь на Земле и, по всей вероятности, на Венере, что находит отражение в продолжающемся геологическом процессе на поверхности этих планет.

## **Глава XII. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ И ФИЗИКА ПЛАНЕТ-ГИГАНТОВ**

### **§1. Юпитер**

Мы переходим к обзору строения планет-гигантов, масса которых во много раз превосходит массу геологически самой активной планеты – Земли. В науке и учебной литературе давно утвердилось представление о газообразном, преимущественно водородном, составе этих планет. Такой состав, по мнению многих исследователей, был предопределен распределением температуры в первичном пылегазовом облаке. В горячих внутренних областях конденсировались тугоплавкие элементы и силикаты, а летучие компоненты – газы и вода – выгорали. Однако уже на расстоянии 500 млн. км от центра облака температура падала, и вместе с частичками пыли в конденсации участвовали замерзшие газы водорода, метана, гелия, воды, аммиака. Таким образом, атмосфера из водорода и гелия планет-гигантов, по существующим представлениям, сложилась в ходе аккреции тела планет, т.е. изначально. Для эволюции, как видим, места не остается.

Рассматривая физику планет-гигантов, мы попытаемся обосновать иной взгляд на строение и природу их оболочек, отличный от только что изложенного.

Юпитер – самая большая планета в Солнечной системе (рис. 99). Его масса  $1,9 \cdot 10^{30}$  г, т.е. лишь на два порядка меньше массы Солнца. Теоретически для становления на звездный путь эволюции планете не хватило всего 10 масс. На наше счастье, этого не случилось, иначе в Солнечной системе возникло бы два солнца, в пламени которых земная жизнь могла бы не состояться. Впрочем, расстояние до Юпитера больше, чем до Солнца, и он со своими 16 спутниками мог бы образовать вторую «Солнечную» систему.

Среднее гелиоцентрическое расстояние Юпитера 778,34 млн. км. Период обращения вокруг Солнца – 11,86 земных лет. Планета обладает высокой осевой скоростью вращения – 9 часов 50 минут, причем ось почти перпендикулярна к плоскости орбиты. Поэтому смены времен года на поверхности не происходит. Радиус Юпитера измерен по верхней кромке его атмосферы и составляет 71350 км. Средняя плотность также

дается без учета плотности возможного твердого тела планеты, а исходя из предположения ее водородно-гелиевого состава –  $\rho = 1,35 \text{ г/см}^3$ . Ускорение силы тяжести –  $g = 25,8 \text{ м/с}^2$ .

Юпитер обладает мощной атмосферой и сильным магнитным полем – порядка 400000 нТ по экватору, что находится в полном соответствии с его гигантской массой. Магнитный момент равен  $1,5 \cdot 10^{12} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ . Состав атмосферы изучен только по ее верхней кромке. Он включает 77% водорода, около 23% гелия, небольшие примеси метана, аммиака, а также следы воды, СО, молекулы фосфина ( $\text{PH}_3$ ), германа ( $\text{GeH}_4$ ), дейтерия (D). Предполагается (Хаббард, 1987), что отмеченные примеси были вынесены конвективными потоками с нижних горизонтов атмосферы, где эти газы находятся в состоянии термодинамического равновесия. Это говорит о том, что на самом деле атмосфера Юпитера имеет более сложный многокомпонентный состав. Если же преимущественно водородно-гелиевого состава верхней кромки юпитерианской атмосферы выводить и состав тела планеты, то, поступая аналогичным образом, мы получили бы водородное строение Земли. В самом деле, как мы знаем, гравитационное расслоение земной атмосферы происходит с высоты 300 км. Выше этого уровня и до высоты 20000 км атмосфера сложена исключительно поднявшимися молекулами и ионами водорода (протонами).

Рис. 99. Юпитер, наблюдаемый «Пионером-10». Фотография получена с расстояния 2,5 млн. км от планеты. Явно видны Большое Красное Пятно и тень Ио (НАСА)

Судя по приведенным данным, верхние и достаточно мощные слои атмосферы Юпитера действительно сложены гравитационно расслоенным водородом и гелием. Толщина атмосферы, вероятно, достигает нескольких тысяч километров. Поэтому низы водородно-гелиевого слоя, находясь в области высоких давлений, сильно нагреты. Охлаждение же их происходит конвективным перемешиванием, этот процесс и был успешно сфотографирован «Вояджером». В ходе этого перемешивания захватываются вулканические дымы, к каковым следует отнести обнаруженные примеси в водородно-гелиевой части атмосферы. Эти дымы занимают следующий, более низкий уровень юпитерианской атмосферы.

Состав ее газов аналогичен глубинным газам Земли, а имеющаяся разница обусловлена тем, что земная атмосфера при наличии океана и мощного солнечного излучения проэволюционировала значительно дольше юпитерианской.

Огромная масса Юпитера создает уникальные термодинамические условия в обширном объеме недр этой планеты – мощное жидкое ядро и, следовательно, огромную астеносферную зону – источник грандиозного вулканизма. Именно вулканизму невиданного по земным меркам размаха обязан Юпитер своей мощной атмосферой. Поскольку запасы акклюдируемых на пылинках железо-силикатного состава газов и воды в зоне формирования Юпитера были значительно больше, чем на орбитах землеподобных планет, то и выработка соответствующей газовой оболочки в ходе начавшейся сразу после аккреции термохимической реакции происходила в грандиозных масштабах. Повторяем, внешний облик Юпитера, впрочем, как и других планет-гигантов, находится в полном соответствии с их гигантской массой. Давление в зоне внешнего ядра достигает  $8 \cdot 10^7$  атм, температура  $2,5 \cdot 10^4$  К (Хаббард, 1987).

По расчетам В.В. Кесарева (1976), твердое тело планеты будет иметь радиус 40420 км, а атмосфера – 29265 км, тогда средняя плотность твердого вещества планеты равна  $6,84 \text{ г/см}^3$ .

Большое Красное Пятно, наблюдаемое в атмосфере Юпитера вот уже более 300 лет и сфотографированное «Вояджером», имеющее ширину 30 – 40 тыс. км – одно из доказательств мощного вулканизма, продолжающегося с неослабевающей энергией и в настоящее время. Периодически появляющиеся пятна меньших размеров свидетельствуют о действии все новых вулканов, которые после извержения затухают.

Температура верхних слоев атмосферы, по измерениям, равна  $-130^{\circ}\text{C}$ . В нижних слоях она может достигать  $+1000^{\circ}\text{C}$ . На твердой поверхности планеты, сложенной, как и Земля, силикатными породами, должен неизбежно возникнуть парниковый эффект, а температура достигать точек плавления коры. Поэтому выносимая с вулканизмом вода вместе с вулканическими газами поступает в атмосферу, где по мере подъема и охлаждения конденсируется в водяной пар. Свободной воды на планете нет.

В пользу высказанных соображений относительно природы и состава Юпитера свидетельствуют также наблюдения над его спутниками, и особенно галилеевыми – Ио, Европа, Ганимед, Каллисто, параметры которых приведены в табл. XII.1.

Таблица XII.1

#### Галилеевы спутники Юпитера

Название спутника	Блеск	Расстояние от Юпитера, тыс. км	Период обращения, сут	Диаметр		Масса от массы Луны
				км	от диаметра Луны	
Ио	$4,8^m$	422	1,769	3640	1,05	1,21
Европа	$5,2^m$	671	3,551	3130	0,90	0,66
Ганимед	$4,5^m$	1070	7,155	5280	1,52	2,02
Каллисто	$5,5^m$	1881	12,689	4840	1,38	1,44

Из 16 спутников эти – самые крупные, почти планеты. Ганимед, например, даже больше Меркурия. По фотографиям поверхности спутников и по их средней плотности ясно видно, что они сложены твердым каменным материалом. Более того, на Ио в 1979 г. два космических аппарата «Вояджер» обнаружили 8(!) действующих вулканов, газовые выбросы которых поднимались на сотни километров. Средняя плотность Ио равна средней плотности Луны. Силикатный состав пород спутника не вызывает в свете сказанного сомнений. На Европе и Ганимеде обнаружена мощная ледяная кора. Об этом свидетельствует сравнительно невысокая плотность их вещества – порядка  $2 \text{ г/см}^3$ . Аналогичное строение имеет Каллисто. Все спутники, подобно Луне, повернуты одной стороной к Юпитеру после мощного приливного торможения со стороны могущественной планеты.

Из приведенного следует, что гигантские планеты-спутники Юпитера имеют силикатное строение, прошли в своей эволюции полный

процесс криогенеза (вариант земной океанизации при дефиците солнечного тепла, когда выносимая на поверхность вода не разливается океаном, а замерзает в виде многокилометровых покровов), а на Ио этот процесс еще идет самым активным образом. Как же в этом случае согласовать постулируемый газовый (да еще представленный легчайшим водородом и гелием) состав центрального тела, т.е. Юпитера, с каменным (силикатным) составом его спутников? Ведь аккреция происходила из материнского облака одного и того же состава и для спутников, и для планеты. Думается, что в рамках водородной концепции такое противоречие представляется неразрешимым.

Немало исследователей находятся в плену математических символов уравнений состояний и рассчитанных на их основе физических моделей для различных элементов, и в частности для водорода и некоторых простых соединений. Однако при этом часто забывается, что начальные условия задачи заложены априори, решение ищут в виде, удовлетворяющем именно заданным начальным условиям. Иными словами, образ мысли диктует и образ действий. Именно такое положение сложилось, по нашему мнению, с водородной концепцией планет-гигантов.

Если бы первичное вещество представляло собой просто физический объект, характеризующийся только объемом и плотностью, то разнообразие его масс не представляло бы интереса, так как в них действовали бы только гравитационные силы сжатия. Но протозвещество – это еще и химический объект, который при определенных термодинамических условиях обладает высоким химическим потенциалом. Поэтому крупные агломерации вещества превращаются в физико-химическую систему, в которой осуществляется запуск термохимических реакций и возможно дальнейшее преобразование протозвещества.

Нетрудно заметить, что водородная модель планет-гигантов химически инертна, раз и навсегда сформирована в процессе создания и не имеет эволюционных перспектив.

## §2. Сатурн

Это вторая по своим размерам и массе после Юпитера планета в Солнечной системе. Ее масса –  $5,68 \cdot 10^{29}$  г, радиус – 60400 км (с атмосферой), радиус твердого тела планеты (Кесарев, 1976) – 20765 км. Средняя плотность, рассчитываемая по видимому радиусу, имеет неправдоподобно низкое значение –  $0,7$  г/см<sup>3</sup>, без атмосферы –  $5,85$  г/см<sup>3</sup>.



Толщина атмосферного слоя несколько выше, чем у Юпитера, – 37000 км.

Гелиоцентрическое расстояние Сатурна – 1427 млн. км, период обращения на орбите (тропический год) – 29,5 земных лет, скорость вращения вокруг оси высока – 10 часов 14 минут, наклон оси к плоскости орбиты почти такой же, как у Земли, – 26°. У Сатурна 17 спутников, среди них спутник-гигант Титан, имеющий самый большой диаметр – 5800 км. Другой интересной особенностью этой планеты является существование кольца, расположенного выше облачного слоя атмосферы (рис. 100).

Наружный диаметр кольца – 274000 км, что почти вдвое больше диаметра Юпитера. Толщина кольца не превышает 2 км. При полете в сентябре 1979 г. вблизи Сатурна американской космической станции «Пионер-II» были проведены наблюдения колец, облачности планеты и поверхности спутников. Оказалось, что кольцо Сатурна состоит из системы колец, находящихся на различных расстояниях друг от друга.

Вещество колец представлено твердыми обломками, скорее всего силикатных пород и ледяных глыб, размером от пылинок до нескольких метров. Природа колец не вполне ясна. Можно предположить, что это остатки разрушившихся при столкновении астероидов, захваченных в орбиту Сатурна. Не исключено, что это может быть материал выбросов взрывного вулканизма. Общая масса вещества колец оценивается в 0,01 массы Луны.

Магнитное поле Сатурна почти в два раза меньше по напряженности земного – 21000 нТ на экваторе. Однако ось диполя почти точно совпадает с осью вращения планеты. Магнитный момент равен  $4,6 \cdot 10^{25}$  А·м<sup>2</sup>. Столь небольшое для планеты-гиганта поле является загадкой. Одно из объяснений этому феномену мы видим в том, что поле в настоящее время находится в состоянии инверсии. В этом случае его напряженность, как известно, падает до 20% номинального значения. Однако даже в случае принятия этой гипотезы полное поле Сатурна будет лишь ненамного больше земного. Но вопрос осложняется тем,

Рис. 100. Сатурн. На этой фотографии, полученной с земли, видны слабые намеки на полосы и зоны. В строении колец четко заметно деление Кассини (НАСА)

что и у Урана магнитное поле тоже незначительное, хотя и немного больше, чем у Сатурна (25000 нТ на магнитном экваторе). Напомним, что у Земли напряженность поля на экваторе равна 31000 нТ.

Полярность поля Сатурна (как и Урана) противоположна полярности Земли. Говорить о редуцировании магнитоактивных зон внешних ядер этих планет не приходится – обе они, судя по их мощным атмосферам и массам, пребывают в максимуме геологической и внутренней активности. Можно выдвинуть еще одно предположение в рамках, конечно, концепции не водородного, а силикатного состава твердых тел планет – о значительном уменьшении напряженности солнечного полюидального поля на столь больших гелиоцентрических расстояниях. В результате эффективность работы магнитного гидродинамо со слабым внешним полем будет падать. Образно говоря, если бы на орбите Земли происходила накрутка каната, то на орбитах Сатурна, Урана, Нептуна накручивалась бы паутина. Это обусловлено эффектом геометрического расхождения, при котором по мере удаления от источника происходит расширение сечения трубок магнитных силовых линий и уменьшение напряженности, приходящейся на единицу сечения трубки.

Решение проблемы слабых магнитных полей планет-гигантов за орбитой Юпитера приблизит нас к решению проблемы их внутреннего строения.

До 1980 г. у Сатурна было известно 10 спутников. После пролета в 1980 г. «Вояджера» было открыто еще 7.

Самый далекий из них – Феба (диаметр 300 км) – находится в 13 млн. км от планеты и обращается вокруг нее за 550 дней. Самый близкий – Мимас (диаметр 400 км) – находится на расстоянии 185400 км и делает полный оборот за 22,6 часа. Этот спутник вращается внутри колец Сатурна, влияя на их движение, причем движется он в обратном направлении – навстречу вращению планеты. На самом большом спутнике Сатурна – Титане – обнаружена достаточно плотная атмосфера, а поверхность покрыта льдом, что свидетельствует о его былой геологической активности. Ледяные поверхности наблюдаются и на других крупных спутниках – Рея (диаметр 1500 км), Диона (диаметр 800 км), Тетия (диаметр 1000 км). Лед может быть водного состава, а также метанового и аммиачного. Последние газы, вероятнее всего, конденсационного происхождения, водный – эндогенного.

Поверхность Мимаса разбита гигантским кратером диаметром 130 км (при общем диаметре спутника 400 км). По средней плотности и

внешнему виду поверхности все спутники Сатурна так же, как и Юпитера, имеют силикатный состав. Это еще раз подтверждает рассмотренные выше соображения об аналогичном составе и материнской планеты.

### §3. Уран

Еще недавно наши знания об этой планете были весьма ограничены. Но после пролета около Урана автоматической станции «Вояджер-2» в январе 1986 г. стали известны новые факты о строении этой отдаленной от Солнца на 2869 млн. км планеты (рис. 101). Ее период обращения – 84 земных года, осевая скорость – 10 часов 49 минут, средняя плотность с атмосферой –  $1,35 \text{ г/см}^3$ , твердого тела планеты, имеющей, по расчетам Кесарева (1976), радиус 15580 км, –  $5,55 \text{ г/см}^3$ . Мощность атмосферы – 8520 км. Масса планеты –  $84,9 \cdot 10^{27} \text{ г}$ .

Рис. 101. Уран. Стрелками показаны три наиболее крупных спутника Урана

До пролета «Вояджера-2» по наблюдениям с Земли у Урана было известно пять небольших спутников: Оберон, Титания, Умбриэль, Ариэль, Миранда, диаметр которых – от 480 до 1500 км.

«Вояджером» было обнаружено еще 10 спутников. Все они имеют маленький диаметр – от 16 до 160 км – и являются, скорее всего, астероидами, захваченными гравитационным полем Урана при сближении с его орбитой.

Ось вращения Урана расположена почти в плоскости орбиты – отклонена от вертикали на  $98^\circ$ . Планета как бы лежит на своей орбите. Как уже отмечалось, Уран обладает магнитным полем, напряженность которого немного меньше поля Земли и составляет около 25000 нТ на магнитном экваторе. Причины столь небольшого для планет-гигантов поля мы уже обсуждали. Они распространяются и на Уран.

В пределах магнитосферы располагаются орбиты трех больших спутников – Миранды (рис. 102), Ариэля (рис. 103) и Умбриэля (рис. 104), которые создают возмущения в структуре поля планеты.

В плотной атмосфере Урана обнаружены, как и у Юпитера и Сатурна, кольцевые образования, пятна, вихри, струйные течения. Направление ветров совпадает с вращением планеты, причем в высоких широтах оно сильнее. Возможно, это связано с аномальным наклоном оси вращения. Как и в атмосфере других планет, в том числе и Земли, обнаружена корона атомарного водорода над слоем молекулярного водорода.

Рис. 102. Миранда (снимок с расстояния 146000 км)

Температура ее на освещенной стороне  $-750$  К, на ночной  $-1000$  К. Напомним, что температура протоносферы Земли выше из-за значительно большей энергии солнечного ветра  $+1400 - 1600$  К. Зеленовато-голубой цвет атмосферы Урана может быть обусловлен наличием радикалов  $\text{OH}^1$ , образующихся при разложении молекулы воды

ультрафиолетовым солнечным излучением по реакции:  $\text{H}_2\text{O} + hf \rightarrow \text{H}^+ + \text{H}^-$ , где  $h$  – кванты энергии с частотой излучения  $f$ . Это значит, что в нижних слоях атмосферы может присутствовать молекулярная вода. Содержание гелия в атмосфере составило 15%. В глубине атмосферы обнаружены метановые облака. Таким образом, наблюдается принципиальное сходство состава верхних слоев атмосфер планет-гигантов. Это атмосфера, слабо эволюционировавшая в сравнении с атмосферой Земли. Она, скорее всего, отвечает составу ранней атмосферы нашей планеты и ничего не говорит об исключительности строения твердого тела планет-гигантов.

Подтверждением этому является строение колец и спутников Урана. Всего обнаружено 10 колец – шириной от нескольких сот метров до нескольких километров – белого и зелено-голубого цветов. Большинство частиц в кольцах имеет в поперечнике 1 м и более. Материал колец темный – отражает всего 2,5% света. Внутри колец движутся каменные глыбы неправильной формы радиусом 8 – 12 км, названные спутниками-пастухами. Вероятно, это астероиды. При столкновении некоторых из них со спутниками или

Рис. 103. Ариель (снимок с расстояния 130000 км)

Рис. 104. Умбриэль (снимок с расстояния 557000 км; в верхней части лимба видно светлое пятно)

друг с другом и возникли кольца Урана. Фотографии крупных спутников планеты показывают их шарообразную форму. Следовательно, это тела, испытавшие гравитационную организацию вещества и сжатие в ходе вращения. Поверхность этих спутников, по всей вероятности, покрыта льдом (см. рис. 102, 103, 104). Низы ледяной коры вполне могут состоять из водного льда. Давление в крупных астероидах и спутниках планет при исходной плотности вещества  $3,6 \text{ г/см}^3$  возрастает по линейному закону, что обеспечивает разогрев и частичную фракционную дифференциацию недр (Войткевич, 1979). В ходе этой частичной дифференциации, как мы теперь понимаем – в конечной ее фазе, могут быть произведены некоторые объемы воды, которая при дефиците солнечного тепла немедленно превращается в лед. Следы тектонической деятельности в виде гигантских разломов линейных очертаний хорошо просматриваются на фотографиях Титании, Оберона, Уимбриэля и Ариэля. На маленькой Миранде ( $r = 241 \text{ км}$ ) очень выразительные полосы некоторые объясняют ее расколом от удара большого – диаметром до 20 км – метеорита, после которого куски Миранды вновь собрались. Однако не ясно, почему после такого удара обломки Миранды не пополнили кольца Урана. Думается, живописные борозды спутника – касательные удары пролетающих метеоритов.

#### §4. Нептун

Гелиоцентрическое расстояние Нептуна – 4,5 млрд. км. Период обращения вокруг Солнца – 165 лет. Общий радиус планеты – 22875 км. Радиус твердого тела – 16300 км, мощность атмосферы – 6575 км (Кесарев, 1976). Средняя плотность Нептуна с учетом плотности газовой атмосферы –  $2,2 \text{ г/см}^3$ . Плотность твердого тела планеты –  $5,60 \text{ г/см}^3$ , масса –  $101 \cdot 10^{27} \text{ г}$ . Нептун, как все планеты-гиганты, обладает высокой осевой скоростью вращения – 15 часов 8 минут. Ось вращения наклонена к плоскости орбиты под углом  $29^\circ$ . До 1989 г. у Нептуна были известны два спутника: ближний к планете огромный Тритон диаметром 6000 км и дальний – Нереида (диаметр 500 км) (рис. 105). 25 августа 1989 г. «Вояджер-2» в своем беспримерном путешествии к окраине Солнечной системы пролетел в 5 тыс. км от покрывающих планету метановых облаков. При подлете им были обнаружены и сфотографированы шесть новых спутников Нептуна. Круп-

нейший из них имеет диаметр 420 км. Обнаружено также второе кольцо у планеты, состоящее из обломков камней темного цвета. Пролетев возле Тритона, станция навсегда покинула Солнечную систему.

В верхних слоях атмосферы обнаружены потоки ветра, несущегося со сверхзвуковой скоростью. Это означает, что существуют сильные градиенты температур и давлений в атмосфере, вызванные внутренним нагревом со стороны планеты. Ввиду огромного гелиоцентрического расстояния солнечное тепло здесь, на орбите Нептуна, таких перепадов создать не может. В соответствии с гигантской массой, большей массы Урана, на Нептуне происходят мощные вулканические процессы (рис. 106), которые, вероятно, и создают грандиозные градиенты температур в атмосфере планеты.

Мы мало знаем о Тритоне (рис. 107). Это самый крупный спутник планет Солнечной системы. По своим размерам он больше Меркурия и почти в два раза больше Луны. Тритон движется вокруг своей планеты в обратном направлении, на расстоянии 353600 км. На его поверхности обнаружены ледяные покровы большой мощности, так как геологическая активность Тритона, учитывая его массу, по всей вероятности, завершилась. Финалом ее должна явиться криогенизация.

Орбита Нереиды – это самая вытянутая эллиптическая орбита из всех спутников Солнечной системы. Она проходит на громадном

Рис. 105. Нептун. Стрелкой показан спутник Тритон

Рис. 106. Нептун с близкого расстояния на снимке «Вояджер-2». Большое темное пятно, подобно Красному Пятну Юпитера, возможно, является проекцией гигантского вулкана

расстоянии от планеты – 5600000 км – и имеет период обращения 360 суток. Есть основания полагать, что в прошлом Нереида имела столкновение с другим космическим объектом, отбросившим ее на такую странную орбиту.

И в заключение обзора несколько слов о *Плуtone*. Это наиболее удаленная от Солнца планета (5900 млн. км) с периодом обращения 248 лет. Диаметр Плутона, по наблюдениям американского телескопа Хаббла в 1997 г., оценивается в 2320 км, масса – 0,02 земной, плотность –  $1\text{г/см}^3$ . Однако эти данные могут еще уточняться.

У планеты есть спутник Харон диаметром 1270 км с орбитой 19000 км и периодом обращения 6,3 суток (рис. 108). Плутон имеет очень вытянутую орбиту, которая заходит даже внутрь орбиты



Рис. 107. Тритон с близкого расстояния на снимке «Вояджер-2» (1989 г.)

Нептуна, так что иногда Плутон оказывается ближе к Солнцу, чем Нептун. Скорость вращения Плутона вокруг оси высокая – 9 часов 17 минут. Его спутник имеет такую же скорость и, следовательно, всегда

Рис. 108. Плутон и Харон

обращен к нему, подобно Луне, одной стороной. Предполагается, что Плутон – бывший спутник Нептуна. Однако после пролета вблизи Нептуна крупного космического объекта орбита спутника изменилась.

## **Глава XIII. РОЛЬ МАССЫ В ЭВОЛЮЦИИ ПРОТОВЕЩЕСТВА**

### **§1. Планетный тип эволюции протовещества**

Начавшаяся, на рубеже мезозойской и кайнозойской эр, спонтанная дегидратация внутрипланетарного вещества и океанизация Земли, явились не только важнейшей вехой в ее геологической истории, но и выражением одного из фундаментальных свойств, видимо, присущих планетарным системам в финале их эволюции (Орлёнок, 1980, 1985).

Обзор современного геологического состояния планет Солнечной системы показывает существование тесной связи их внутренней активности с массой.

Чем больше масса планеты, тем раньше начинается дегидратация, длительней и интенсивней ее финальный всплеск. Так, в условиях Земли дегидратация и вынос на поверхность свободной воды начались 3,9 млрд. лет назад. Океанизация же наступила лишь в последние 50 – 60 млн. лет жизни планеты, и продолжительность ее для Земли определяется всего 120 – 140 млн. лет, т.е. немногим более 2% от всего периода ее геологической активности.

На планетах с массой меньше земной (на порядок и более) продолжительность и интенсивность океанизации будут невелики. Например, на Меркурии ( $M = 3,3 \cdot 10^{26}$  г), Луне ( $M = 7,3 \cdot 10^{25}$  г) и Марсе ( $M = 6,4 \cdot 10^{26}$  г) дегидратация, начавшись одновременно с началом геологической активности, закончилась много раньше полной выработкой протовещества в центральной активной зоне планет и, конечно, не имела таких масштабов, как на Земле. Исключение, возможно, составляет Венера, имевшая массу, сравнимую с земной ( $M = 4,8 \cdot 10^{27}$  г, у Земли  $5,97 \cdot 10^{27}$  г). Примерно 350 млн. лет назад на ней вполне могли существовать морские и океанические бассейны, которые постепенно испарились после перехода Солнца в стадию горячей звезды желтого спектрального класса.

Что же касается метеоритов и астероидов, имеющих ничтожную в сравнении с планетой массу – от  $1,4 \cdot 10^{21}$  г (Церера) до нескольких килограммов и даже граммов, – то из-за отсутствия соответствующих

термодинамических условий внутри этих тел ни о какой внутренней активности здесь не может быть и речи.

Для того чтобы понять причины различной внутренней активности космических объектов больших и малых масс, обратимся к данным физики высоких давлений и температур.

При нормальном давлении и температуре вещество характеризуется большим разнообразием химических и физических свойств, так как атомы и молекулы пребывают в равновесном состоянии и отличаются множественностью комбинаций их взаимного расположения. При повышении температуры происходит освобождение энергии атомов и молекул и ускорение обмена электронами верхних оболочек атомов. По мере роста температуры и давления уменьшается физическое и химическое разнообразие вещества. При сжатии вещества до значений  $10^6 - 10^8$  атм, какие реализуются в недрах больших планет (Земли и Юпитера соответственно), электронные оболочки атомов деформируются и электроны становятся все менее связанными с определенным атомом. Происходит частичная металлизация вещества. Наружные электронные оболочки атомов вещества при давлениях  $10^8$  атм отрываются, а внутренние уплотняются, что приводит к сглаживанию химических свойств вещества. Следовательно, при высоких давлениях и температуре химический потенциал протовещества планет уменьшается. Это накладывает серьезные ограничения на возможность термохимической дифференциации в широком объеме планетных недр. Химическая активность вещества становится возможной лишь в зонах, где давление меньше  $10^6$  атм, а температура –  $10^4$  К. В условиях Земли это могут быть верхние зоны внешнего жидкого ядра, а не вся его область, как обычно предполагается.

При дальнейшем повышении давления до  $10^{12}$  атм ( $10^{17}$  Па) вещество приводится в состояние, когда термодинамически выгодными оказываются ядерные реакции захвата электронов ядрами с одновременным испусканием нейтрино. Такие условия сжатия реализуются на Солнце.

Таким образом, термодинамический режим в недрах планет и звезд обусловлен прежде всего давлением и температурой, которые, в свою очередь, полностью определяются величиной первоначальной массы астрономического тела.

Окружающий нас мир – это прежде всего иерархия масс вещества – от элементарных частиц до макрообъектов с гигантскими астрономическими массами. Существование иерархии масс обусловлено наличием

ем определенной связи между элементами вещества, не дающей им распасться. Для того чтобы разрушить эту связь, надо преодолеть энергию взаимодействия между элементами массы, будь то ядро или атом, планета или звезда.

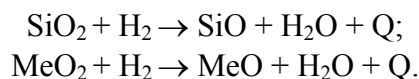
Известно четыре вида фундаментальных взаимодействий – сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное. Последнее является наиболее универсальным, т.е. существует как в макро-, так и в микро- телах. Для тел же огромных астрономических масс гравитационное взаимодействие приобретает решающее значение. Вместе с тем на уровне ядерных и атомных систем, а также малых масс (метеориты, кометы, астероиды) этот вид взаимодействия не играет сколько-нибудь существенной роли.

Следует также отметить, что все четыре вида фундаментальных взаимодействий, существующих в микромире, превосходят радиус  $10^{-15}$  м, а их длительность –  $10^{-8}$ - $10^{-23}$  с. Радиус действия гравитационных и электромагнитных взаимодействий не ограничен. Поэтому они проявляют себя в астрономических масштабах как в пространстве, так и во времени.

В своем анализе обстановки на других планетах мы должны исходить прежде всего из того, что нам известно по Земле. Так, показателем внутренней геологической активности планет является наличие у них атмосферы. Но источником ее может быть только вулканизм. Однако мощный вулканизм не может существовать без развитого жидкого ядра и астеносферы. Наличие жидкого ядра, в свою очередь, генерирует у вращающейся планеты мощное магнитное поле. Отсутствие такового у геологически активной Венеры объясняется тем, что у нее нет осевого вращения. Планета давно остановила свое вращение, впрочем, как и Меркурий, под действием сильного приливного торможения со стороны гигантской массы Солнца.

С другой стороны, отсутствие у быстро вращающегося Марса соответствующего по напряженности магнитного поля свидетельствует об отсутствии у него жидкого ядра. Соответственно нет здесь и вулканизма и плотной атмосферы. Геологическая жизнь давно угасла на этой планете. То же самое можно сказать и о недрах Меркурия и Луны. Все это – трупы планет, некогда испытывавших, хотя и краткую, геологическую активность, в финале которой произошла микроокеанизация. Следы бывшего присутствия воды хорошо фиксируются на фотоснимках Марса (Кауфман, 1982), предполагаются по характеру выветривания пород на Венере. На Луне следы водной деятельности, видимо, замаскированы лавовыми извержениями.

Источником воды на планетах являются термохимические процессы взаимодействия дигидридов и пероксидов металлов (Кесарев, 1976) с участием различных катализаторов (карбидов, сульфидов, нитридов металлов и их окислов) в зоне внешнего ядра, где вследствие сжатия реализуются необходимые для запуска термохимического реактора термодинамические условия – температура и давление, равные соответственно 3000 К и 1,5 млн. атм:  $\text{MeH}_2 + \text{MeO}_2 \rightarrow \text{MeO} + \text{Me} + \text{H}_2\text{O}$ . Известно (Семененко, 1975), что при уменьшении давления происходит бурная диссоциация гидридов:  $\text{MeH}_2 \rightarrow \text{Me} + \text{H}_2$ . Потоки водорода, взаимодействуя с окислами металлов, а также с кремнеземом в верхах кислородно-силикатной оболочки, продуцируют главнейший планетарный продукт – воду:



Карбиды, нитриды, фосфиды металлов, взаимодействуя с водой, образуют вулканические дымы, формирующие атмосферу планеты:  $\text{Me}_3\text{C} + 3\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CH}_4 + 3\text{MeO} + \text{H}_2 + \text{Q}$  и т.д.

По мере подъема внешней границы жидкого ядра и вовлечения в термохимическую переработку все более высоких горизонтов оболочки, вследствие прогрессивного уменьшения давления, повышения химического потенциала протовещества его разложение будет идти более интенсивно. Существует, возможно, критический порог глубин, выше и ниже которого указанные реакции идут менее интенсивно. Достижение этого порога может быть одной из причин усиления дегидратации в условиях Земли на рубеже мезозой – кайнозой. Однако нельзя исключить и другой фактор – постепенное накопление под подошвой литосферы, а точнее, на глубине 100 – 200 км (вследствие теплоизолирующего влияния верхней каменной оболочки), избытков тепла и летучих веществ, выносимых из зоны внешнего ядра.

Альтернативное допущение разогрева астеносферы за счет повышенной концентрации здесь радиоактивных элементов не подтверждается вулканизмом. В лавах и газах вулканов, корни которых, как правило, лежат в пределах астеносферных глубин, не отмечается повышения радиоактивности. С другой стороны, значительная (на несколько порядков) повышенная концентрация радиоактивных веществ в коре не приводит к ее аномальному разогреву.

Вместе с тем имеются многочисленные геологические данные о раннем (более 3,5 млрд. лет назад) крупномасштабном образовании

изверженных гранитоидов, базальтов, формировании различных метаморфических пород. Этот факт трудно объяснить только развитием термодинамических процессов. На ранней Земле, планетах и Солнце, видимо, значительную роль сыграл распад короткоживущих изотопов  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{227}\text{Nb}$  и др. с периодом полураспада  $10^6 - 10^8$  лет (Войткевич, 1979; Рудник, Соболевич, 1984). Благодаря их большой концентрации в первые сотни миллионов лет на небольших глубинах могли возникнуть многочисленные очаги расплавов, которые и послужили источниками образования ранней коры. С вымиранием изотопов основным источником вулканизма становятся термодинамически обусловленные процессы распада протовещества на уровне внешнего ядра. В этом плане представляется необъяснимым предположение о существовании ледяных комет и астероидов, малых ледяных спутников планет, термодинамика которых исключает какую-либо возможность их внутренней активности и, следовательно, производства воды. Это тела, где возможна лишь поверхностная активность за счет взаимодействия с солнечным излучением (при близком пролете от Солнца) и с падающими метеоритами. Возникающая при этом молекулярная вода будет немедленно диссоциирована под воздействием солнечного излучения, как это имеет место в атмосфере Земли. Однако возможно небольшое акклюдирование воды на пылеватых частицах и замерзших газах вдали от Солнца. При пролете вблизи светила они будут быстро испаряться, образуя светящиеся хвосты, хорошо видимые в ночном небе.

Теперь обратимся к планетам-гигантам – Юпитеру, Сатурну, Урану и Нептуну, имеющим, соответственно, массы  $1,9 \cdot 10^{30}$  г,  $5,5 \cdot 10^{29}$  г,  $8,4 \cdot 10^{28}$  г и  $1,0 \cdot 10^{29}$  г. Столь огромные в сравнении с земной массы должны создавать в недрах планет более высокие давления и температуры. Расчеты показывают, что, например, у Юпитера давление в центре достигает  $8 \cdot 10^7$  атм, а температура  $2,5 \cdot 10^4$  К (Хаббард, 1987). Несколько меньше, но такого же порядка величины должны быть и на других планетах-гигантах (Жарков, 1978).

Согласно существующим представлениям, вошедшим в учебники астрономии, все планеты-гиганты сложены преимущественно водородом и гелием. Однако, несмотря на длительную разработку этой концепции, в ней по-прежнему остается много неясного и противоречивого. Например, как объяснить тот факт, что спутники этих «водородных» планет сложены таким же каменным материалом, что и планеты земной группы? Это хорошо видно из расчетов их средней плотности и

на фотографиях с космических аппаратов (Кауфман, 1982). Более того, на спутнике Юпитера Ио обнаружено семь действующих вулканов, а на других – Ганимеде и Европе – поверхность покрыта мощным слоем льда. Это ясные следы криогенизации, эквивалентные земной океанизации, возникающие в условиях дефицита солнечного тепла. Если же обратиться к оценке состава первичного материнского облака, из которого формировалась Солнечная система, то, согласно современной гетерогенно-полихронной концепции, оно было физически и химически весьма разнородно и содержало крупные разновозрастные реликтовые фрагменты ранее разрушившихся звездных систем. Все планеты должны были иметь зародыши, ядра конденсации, состоящие из тяжелых металлических фрагментов, вокруг которых лавинообразно наращивался пылегазовый материал облака. Поэтому совершенно непонятна причина конденсации легчайшего водорода в гигантскую массу Юпитера или Сатурна. Юпитер со своими 16 спутниками – это, по существу, еще одна Солнечная система, которой лишь случайно не хватило немного массы, чтобы «царь планет» зажегся второй звездой.

Если быть последовательными и исходить из универсальности химического состава вещества Солнечной системы, то было бы логичнее и плодотворнее выводить модель внутреннего строения и эволюции планет-гигантов по образцу Земли.

Внешний облик планет-гигантов находится в полном соответствии с их массой. Они обладают мощной и плотной атмосферой, сильным магнитным полем. Все это указывает на наличие мощного вулканизма и обширного жидкого ядра. Ниже (табл. XIII.1) приведены радиусы твердого тела рассматриваемых планет и мощности их атмосферы, рассчитанные исходя из единства состава протовещества Солнечной системы (Кесарев, 1976):

*Таблица XIII.1*

**Радиусы твердого тела планет и мощности их атмосфер (по Кесареву, 1976)**

Планета	Радиус твердого тела, км	Радиус, км		Средняя плотность, г/см <sup>3</sup>
		атмосферы	общий	
Сатурн	20765	37000	57765	5,85
Юпитер	40420	29265	69685	6,84
Нептун	16300	6575	22875	5,60
Уран	15580	8520	24100	5,55

В какой стадии эволюции в сравнении с Землей находятся в настоящее время эти планеты?

Мощная и плотная атмосфера на Юпитере, Сатурне, Уране, Нептуне при продолжающемся исключительно активном вулканизме должна была создать парниковый эффект на твердой поверхности планет. Поэтому она может быть раскалена, подобно венерианской, до нескольких сот градусов Цельсия. В этих условиях вся выносимая вулканами вода, полностью испаряясь, переходит в атмосферу. И действительно, наряду с водородом и гелием в верхних слоях атмосферы Юпитера обнаружены водяной пар, метан, аммиак, т.е. состав газов аналогичен глубинным газам Земли.

Вероятно, такие же условия существовали на ранней Земле, когда Солнце пребывало в стадии менее горячей звезды – красного спектрального класса. Отсутствие на ранней Земле достаточно больших количеств свободной воды или пребывание ее в виде ледяных покровов (из-за холодного Солнца) при интенсивном вулканизме неизбежно должно было привести к образованию мощной углекислой атмосферы. Вымывание углекислоты из атмосферы начинается с появлением на поверхности планеты морских бассейнов, в которых она связывается в карбонатную систему. Древнейшие карбонатные породы Земли имеют возраст 3,9 млрд. лет, следовательно, такой же возраст должны иметь и первые моря на нашей планете.

Разница в составе атмосфер Юпитера и Земли обусловлена не их принципиально различным строением, а тем, что земная атмосфера при наличии океана и мощного солнечного излучения эволюционирует дальше юпитерианской. Фотолиз на Юпитере ограничен, поэтому водород, аммиак, метан верхних слоев относительно стабильны. Следует ожидать, однако, что нижние слои атмосфер планет-гигантов более разнообразны по составу. В целом же необходимо признать, что наличие  $\text{CO}_2$ , других вулканических дымов в атмосферах планет служит показателем отсутствия на их поверхности свободной воды. В будущем, по мере ослабления парникового эффекта и остывания поверхности, Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун должны испытать мощную криогенизацию: многокилометровые покровы льда надолго закроют поверхность этих планет. Но поскольку запасы протовещества по массе на этих планетах значительно превосходят земные, то финальный этап криогенизации наступит на них значительно позже, чем океанизация на Земле.



## §2. Звездный (солнечный) тип эволюции протовещества

С единых позиций универсальности вещества при разнообразии масс мы должны подходить к проблеме строения и эволюции Солнца и звезд с массой, близкой солнечной. Современное состояние этого астрономического объекта также находится в полном соответствии с его гигантской массой, равной  $2 \cdot 10^{33}$  г и заключающей более 99% всей массы вещества Солнечной системы. В центре такой массы развивается давление в сотни миллиардов атмосфер, а температура достигает более 15 млн. градусов Кельвина. Пусковой температурой, с которой термохимические реакции перерастают в реакции термоядерного синтеза, является, как известно, температура 10 млн. градусов Кельвина. С этого момента тело вступает на звездный путь эволюции.

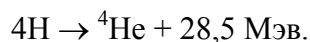
Концепция полностью водородного состава Солнца была выведена из анализа звездных атмосфер. Их преимущественно водородный состав был перенесен и на весь объем Светила. В этой модели мы встречаемся с теми же трудностями, что и при реконструкции истории планет. Не ясно, как и почему произошла фрагментация гетерогенного по составу материнского облака на газовую и твердомонокристаллическую фракции и каким образом легчайший газ водород был сконденсирован в самую большую массу, в то время как на строительство планет пошел более тяжелый железокремнистый материал? Механизм конденсации центральной и периферийных масс был неизбежно общим. Различным было лишь количество вещества, заключенное в области гравитационного захвата каждой из спиралей (см. гл. XV), т.е. конденсация главной массы системы происходила по тем же законам, что и конденсация планет, особенно на начальной стадии аккреции.

Центром конденсации быстро вращающейся туманности стали наиболее крупные и массивные фрагменты реликтового материала преимущественно металлического состава, обедненные радиоактивными элементами. Они образовали гигантское металлическое ядро будущей звезды, которое стало центром стремительной аккреции газопылевой фракции небулярного облака. Вращение прототуманности и растущего зародыша не должно было быть большим. В противном случае центробежные силы, уравновешивая силы гравитационного притяжения, помешали бы конденсации масс. Так, при несоблюдении неравенства Пуанкаре  $\omega < 2\pi G\rho$ , где  $\omega$  – угловая скорость вращения тела;  $\rho$  – средняя плотность вещества, конденсация не состоится совсем. По этой же причине физически никак не обосновывается конден-

сация в звездную массу легчайшего водорода. Так, по закону Стокса, железные частицы материнского облака будут падать на поверхность ядра в миллионы раз быстрее силикатных и тем более газовых.

После образования крупного металлического ядра, масса которого во много раз превышала массу Земли, процесс гравитационного захвата частиц неизбежно принял лавинообразный характер. Первоначально он сопровождался выделением большого количества тепла при столкновении особенно крупных частиц с поверхностью массивного ядра, достаточного для расплава формирующейся оболочки. По мере вычерпывания материнского облака в главном витке спирали туманности размеры падающих частиц и их масса постепенно уменьшались. Вместе с ними уменьшалась и кинетическая энергия захватываемых частиц, поэтому верхние слои протосолнца формировались холодными.

Таким образом, первоначальная структура протосолнца мало чем отличалась от современного Юпитера, кроме, конечно, размеров. Над мощным металлическим ядром располагалась зона расплава, перекрытая холодной внешней оболочкой. По мере возрастания гравитационного сжатия, происходившего не только за счет наращивания массы, но и благодаря уменьшению угловой скорости вращения протосолнца за счет роста радиуса и тормозящего эффекта магнитного поля, появившегося одновременно с образованием внешнего жидкого ядра, возникли благоприятные условия для запуска термоядерного реактора взаимодействия дигидридов и пероксидов металлов. Процесс этот термодинамически был возможен лишь на внешней границе расплава или даже в верхней оболочке. Он должен был инициировать мощный вулканизм. Горячая газовая атмосфера на десятки тысяч километров простиралась над поверхностью протосолнца. По мере возрастания гравитационного сжатия и роста температуры за атомный порог 10 млн. градусов Кельвина химические процессы стали перерастать в термоядерные. Как известно, наиболее вероятна в термодинамических условиях протосолнца реакция превращения четырех ядер атомов водорода в гелий с выделением энергии, реакция протон-протонного (PP) цикла:



Только за счет гравитационного сжатия время активной жизни Солнца было бы не более 30 – 40 млн. лет. Однако в последние годы стало известно, что кроме протон-протонной реакции при более низких температурах порядка  $1 \cdot 10^6$  К могут идти реакции протонов с ядрами легких элементов – дейтерия, лития, бериллия и бора – типа

${}^6\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ . Поэтому на самых ранних стадиях существования Солнца, когда температура под действием силы тяжести в сжимающейся звезде достигла 1 млн. градусов Кельвина, первые ядерные реакции начинались на легких ядрах. По мере их выгорания и теперь уже более быстрого роста температуры до атомного порога 10 млн. градусов Кельвина включаются реакции PP-цикла.

Если исходить из гипотезы полностью водородного состава Солнца, то при наблюдаемой энергии излучения время активной жизни его составит:

$$\frac{M_0 \cdot 0,007c^2}{I_0} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ с} \approx 10^{11} \text{ лет},$$

где  $M_0 = 2 \cdot 10^{30}$  кг,  $I_0 = 4 \cdot 10^{26}$  Вт.

Этот вывод, кстати, приводимый в учебниках, явно неприемлем, так как продолжительность излучения светила оказывается сравнима или даже больше времени существования самой Метагалактики. Кроме того, полная расчетная мощность излучения водородного Солнца оказывается много выше наблюдаемой ( $3 \cdot 10^{27}$  Вт против  $4 \cdot 10^{26}$  Вт). Это значит, что кроме водорода вещество Солнца содержит значительное количество других элементов, не участвующих напрямую в реакции ядерного синтеза, – это металлическое ядро, различные катализаторы и др. Если же исходить из представлений об универсальности строения протозвезды Солнечной системы, тогда количество водорода в общей массе протосолнца должно быть не более 2% (Кесарев, 1976). В этом случае масса  $\text{H}_2$  будет  $4 \cdot 10^{31}$  г и при наблюдаемой мощности излучения  $4 \cdot 10^{41}$  эрг/год его продолжительность составит  $4 \cdot 10^9$  лет. Возраст Солнца сегодня оценивается в  $5 \cdot 10^9$  лет. Спрашивается, как соотносить эти цифры? Почему светило не погасло?

Дело в том, что Солнце, как мы видели, не сразу стало звездой. Первые примерно 500 млн. лет ушли на формирование туманности, аккрецию массы, запуск и развитие термохимических реакций и краткую протопланетную стадию развития. Переход термохимической реакции в термоядерную также произошел не сразу и не повсеместно в гигантской массе протосолнца.

Само время протон-протонного цикла занимает не менее 1 млн. лет. Постепенное вовлечение в него все больших масс вещества сопровождалось нагреванием и последующим проплавлением всей вышележащей плотной оболочки с постепенным замещением холодной газовой атмосферы горячей плазменной за счет выносимого к по-

верхности все большего количества лучистой энергии. В ходе этого процесса Солнце из протопланетной стадии стало переходить в протозвездную стадию развития. В ходе эволюции оно неизбежно должно было пройти по меньшей мере три стадии – красного спектрального класса с температурой поверхности 3500 К, оранжевого спектрального класса с температурой 5000 К и, наконец, современную стадию – желтого спектрального класса с температурой поверхности 6000 К. Мы уже говорили, что смена последней стадии предположительно произошла 350 млн. лет назад в карбоновый период, вызвав на Земле повсеместное бурное развитие наземного растительного мира. Таким образом, из своих 5 млрд. лет жизни Солнце первые примерно 500 млн. лет находилось в дозвездной стадии. Значит, ему остается пребывать в стадии светящейся звезды около нескольких сот миллионов лет. Такова характерная продолжительность жизни звезд-карликов, к каковым относится наше светило. Вот уж действительно: звездами не рождаются, а становятся, и путь этого становления довольно долог.

Остановимся еще на одном принципиальном вопросе – о месте, где возможны ядерные реакции. Распространено мнение, что они идут в центре звезды, некоторые авторы (Кесарев, 1976) предполагают их зарождение в атмосфере звезды. Если быть последовательным, то, согласно изложенной здесь схеме эволюции протосолнца, широкомасштабные термоядерные реакции стационарного характера не могут идти ни в ядре, ни в атмосфере звезды. Ядро состоит из металлов и поэтому не содержит необходимого количества водорода, а в верхних слоях оболочки и в атмосфере Солнца давление еще невелико. Поэтому температура здесь много ниже атомного порога 10 млн. градусов. Следовательно, существует термодинамически обусловленная зона между ядром и оболочкой звезды, где давление обеспечивает необходимый атомный порог ( $10^7$  К) и выше. Этим замечанием мы еще раз хотим подчеркнуть мысль о том, что между планетой и звездой, особенно на начальной стадии, лежит не пропасть, а «всего лишь» различие масс!

Тем не менее внеатмосферные исследования с американского спутника «OSO-7» обнаружили во время ярких вспышек на Солнце признаки ядерных реакций образования дейтерия из протонов и нейтронов и аннигиляцию электронов с позитронами. Вероятно, не следует придавать этому атмосферному синтезу большого значения. Он носит ограниченный (например, спикулами) и эпизодический характер. В противном случае атмосфера Солнца в результате всеобъемлющих ядерных реакций давно бы расширилась, достигнув орбиты Земли.

Гравитационная энергия в теле с массой около 0,02 солнечной в состоянии инициировать термоядерные процессы экзотермического характера. В телах меньшей массы термохимические процессы не переходят в ядерные вследствие недостаточности гравитационной энергии сжатия.

Таким образом, чем больше исходная масса амфотерного тела, тем выше его энергетический потенциал. Поэтому энергетическое состояние космических объектов в общем виде можно записать в функции массы:  $E = f(M)$ . Уравнение хорошо иллюстрирует рис. 109, где по горизонтальной оси отложены значения масс, характерные для метеоритов, астероидов, комет, планет и звезд, а по вертикали – их относительная энергетическая активность. Эта функция зависит от времени и от количества прореагировавшего вещества.

Каково будущее Солнечной системы? Не приходится сомневаться, что ее дальнейшая история всецело зависит от продолжительности звездного этапа активности светила.

Если на начальном этапе аккреции мы видим много общего в становлении планет и Солнца, то в дальнейшем, с запуском в одной системе термохимического, а в другой – термоядерного реакторов их пути эволюции и финал становятся существенно различными.

По мере выработки протовещества и финальной океанизации (криогенизации – для внешних планет) внутренняя активность планет будет падать и они постепенно превратятся в обезвоженные, холодные, безжизненные тела.

По мере выработки протовещества на Солнце, где стационарность энергоизлучения поддерживается равенством сил гравитационного сжатия  $F_0$  и газового противодавления  $P_0$ , направленного из центра:

$F_0 = P_0$  – сила  $F_0$  превысит силу  $P_0$  и равенство их нарушится:  $F_0 \gg P_0$ .

Рис. 109. Энергетика космических тел в зависимости от их массы

Больше не сдерживаемые газовым давлением верхние оболочки звезды под действием силы тяжести рухнут на металлическое ядро – возникнет коллапс звезды. В результате понизившаяся была температура вновь повысится до  $10^8$  К, а внешняя газовая оболочка вместе с остатками испарившейся твердой оболочки расширится до орбиты Земли. В центре системы обнажится горячее белое ядро Солнца – белый карлик. Энергетика коллапсирующей звезды столь велика, что ударная волна взрыва может обратить в космическую пыль всю планетную систему. Начнется ли в дальнейшем акт нового творения – мы никогда не узнаем. Можно лишь напомнить, что, по современным данным изотопных исследований метеоритов (Рудник, Соботович, 1984), наше Солнце – звезда третьего поколения. Это значит, что наша система построена из осколков прошлых миров.

Таким образом, если исходить из представлений о единстве химического состава протовещества во всех объектах Солнечной системы и окружающем космическом пространстве, то намечаются два пути его развития – звездный и планетный. В основе каждого из них лежат не различия химического состава исходных космических образований, а различие масс.

Особенности термодинамики недр планетных тел способствуют развитию лишь термохимических процессов разложения протовещества. В массивных протозвездных телах вследствие более высоких давлений и температур термохимические реакции на определенном этапе перерастают в термоядерные.

Как было установлено (Орлёнок, 1980, 1985), одной из интересных особенностей планетного типа развития протовещества является спонтанная (т.е. не зависящая от внешних условий) дегидратация недр, наступающая в финале эволюции системы. Внешним проявлением этого процесса будет океанизация – в условиях, близких к земным, или криогенизация поверхности удаленных от Солнца планет и их наиболее крупных спутников, на которых возможен запуск термохимического реактора.

Видимо, идет близкий к протопланетной форме процесс эволюции в начальной стадии развития звезд с массой, близкой к солнечной и меньше ее. До запуска термоядерного реактора синтеза на легких элементах при температуре в недрах протозвезды меньше  $10^7$  К неизбежен первоначальный запуск термохимического реактора, которым вслед за сжатием и начинается разогрев протозвездных недр выше центрального металлического ядра.

Лишь после того как эти реакции, давление и начавшийся синтез на легких элементах запустят реакции протон-протонного цикла и они примут всеобъемлющий, стационарный характер, эволюция протозвещества переходит на звездный путь развития. Следовательно, планеты не становятся звездами вследствие недостатка сконцентрированных в них масс вещества. Вот почему Земля не стала звездой. Но, как мы знаем, Юпитеру, например, не хватило немного до  $0,02 M_0$ , чтобы стать звездой. Это, по существу, несостоявшаяся вторая звездная система рядом с Солнечной.

И, наконец, можно было бы выделить еще один тип эволюции протозвещества – кометный, объединяя под этим названием системы малой массы. Сюда входят также метеориты, небольшие астероиды и спутники планет. В таких системах РТ-условия внутри их тел практически не отличаются от термодинамики на поверхности и, следовательно, температура недр не превышает несколько десятков градусов Кельвина.

Некоторые изменения ударного и термохимического характера на малых телах отмечены лишь на их поверхности – за счет столкновения с метеорным веществом, нагревания солнечным теплом и т.д. Поэтому правильнее было бы говорить не о кометном типе эволюции протозвещества, а о кометном типе его состояния. Правда, газопылевые кометные льды в конце концов распадаются, но это не меняет существа вопроса.

## **Глава XIV. СТРОЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД**

### **§1. Физика Солнца**

В главе I мы рассмотрели только общие характеристики Солнца и параметры его излучения. Теперь мы займемся изучением процессов, идущих в недрах звезды, выясним источники ее энергии и пути эволюции. Все это, как мы уже знаем, имеет прямое отношение ко всему, что происходит на Земле, ибо не будь солнечного тепла и света, не было бы и нас с Вами.

В Солнце сконцентрирована гигантская масса вещества –  $2 \cdot 10^{33}$  г, что составляет около 98% массы всей Солнечной системы.

Вследствие этого вещество в недрах звезды находится в условиях сверхвысоких давлений и температур. Термодинамика недр не идет ни в какое сравнение с термодинамикой даже планет-гигантов, с которыми мы познакомились в предыдущей главе.

Определим РТ-условия в центре Солнца. Давление  $P$  можно определить из выражения:

$$P \sim GM_0^2/R_0^4. \quad (\text{XIV.1})$$

Подставив в формулу (XIV.1) известные величины  $M_0 = 2 \cdot 10^{30}$  кг,  $R_0 = 7 \cdot 10^8$  м и  $G = 6,67 \cdot 10^{-11}$  кг·м/с<sup>2</sup>, в итоге получим:

$$P = 10^{10} \text{ атм} = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ Па}. \quad (\text{XIV.2})$$

Таким образом, давление в центре Солнца достигает сотен миллиардов атмосфер, т.е. в миллионы раз выше, чем в недрах самой большой планеты Юпитер.

Теперь для того чтобы определить температуру внутри звезды, представим ее в виде однородного газового шара, хотя большинство звезд – плазменные образования, т.е. такие образования, в которых вещество находится частично или полностью в ионизованном состоянии.

Уравнение состояния газового шара описывается уравнением Клайперона-Менделеева:

$$PV = \frac{m}{M} RT, \quad (\text{XIV.3})$$

где  $V$  – объем газа;  $T$  – температура;  $R$  – газовая постоянная;  $M$  – молекулярная масса; причем  $R = 8,3$  Дж·моль<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>.

Солнце является стационарной звездой, т.е. процессы в ней давно установившиеся, что выражается в стабильности излучения. Стационарность поддерживается равенством центростремительного давления, создаваемого силой тяжести и направленного к центру звезды, и газового противодействия, создаваемого выгоревшей плазмой внутри звезды и препятствующего сжатию шара:

$$P_{\text{газ}} = P_{\text{гравит}}. \quad (\text{XIV.4})$$

Подставляя сюда (XIV.1) и (XIV.2), получаем:

$$G \frac{M_0^2}{R_0^4} \approx \frac{\rho}{M} RT. \quad (\text{XIV.5})$$

Среднюю плотность Солнца оценим как

$$\rho \sim M_0/R_0^3. \quad (\text{XIV.6})$$

Подставив (XIV.6) в (XIV.5), получим выражение для определения температуры в центре Солнца:



$$T = G \frac{M_0 M}{R_0 R}. \quad (\text{XIV.7})$$

В случае Солнца ( $M = 10^{-3}$ ; водородная звезда) для температуры в центре получим  $T_0 \approx 2 \cdot 10^7$  К.

При данной температуре плотность вещества в ядре Солнца будет около  $10^5$  кг/м<sup>3</sup>.

Как видим, температура в центре Солнца в 1000 раз выше, чем на Юпитере. Что же происходит с веществом, находящимся при таких сверхвысоких давлениях и температуре?

При повышении температуры конденсированное состояние вещества (твердого, жидкого) сменяется газообразным. При температурах несколько тысяч градусов Кельвина молекулярные, т.е. обычные, газы подвергаются термической диссоциации – происходит разрыв молекул на составляющие атомы. Такие газы называют атомарными.

Уже при температурах  $\approx 10^4 - 10^6$  К, каковые реализуются, как мы уже знаем, в недрах планет, происходит ионизация составляющих газ атомов. Вещество превращается в плазму, которая состоит только из ионов и электронов.

При температурах  $10^7 - 10^8$  К происходит полная ионизация плазмы. Вещество теперь состоит из голых ядер и свободных электронов, начинаются реакции ядерных превращений. Именно такая температурная ситуация имеет место в центральных областях Солнца.

При рассмотрении поведения вещества вдоль стрелы температур мы предполагали давление нормальным и неизменным. Какие же изменения происходят с веществом при сверхвысоких давлениях (теперь полагаем температуру невысокой и неизменной)?

В условиях невысоких давлений (и температур) вещество, как было показано, отличается большим разнообразием физических и химических свойств, в частности, обладает высоким химическим потенциалом. При сжатии вещества происходит выравнивание всех его свойств. Это объясняется тем, что наружные электронные оболочки атомов вещества уже при давлении  $10^8$  атм перестают существовать, так как электроны срываются со своих орбит. При этом возможно свободное движение электронов, металлизация вещества. Такой процесс частично реализуется в недрах планет-гигантов.

При давлениях  $10^{10} - 10^{12}$  атм взаимодействие электронов и атомов с ядрами становится несущественным и вещество превращается в вырожденный электронный газ. Примерно такая ситуация реализуется в

центре Солнца. При больших давлениях (около  $10^{18}$  атм), которые могут возникать лишь в случае взрыва гигантских звездных образований, термодинамически оказываются выгодными ядерные реакции захвата электронов ядрами с одновременным испусканием нейтрино.

Итак, термодинамическое состояние глубоких недр Солнца таково, что вещество здесь химически инертно. Следовательно, любые термохимические реакции, которые были возможны при более низких величинах  $P$  и  $T$  в недрах планет, на Солнце идти не могут. Возникает вопрос: что же питает энергетику звезды?

До 30-х годов нынешнего столетия предполагалось, что источником энергии Солнца может служить гравитационная энергия сжатия. По мере сжатия она переходит в тепло, которое поддерживает свечение Солнца. Оценим гравитационную энергию нашего светила:

$$U = GM_0 / R_0, \quad (XIV.8)$$

$$U \approx \frac{6,7 \cdot 10^{-11} \cdot (2 \cdot 10^{30})^2}{7 \cdot 10^8} \sim 4 \cdot 10^{41} \text{ Дж}$$

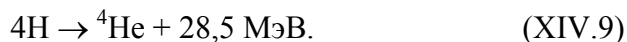
и мощность излучения:  $I_0 \approx 2,8 \cdot 10^{24}$  Вт. В этом случае продолжительность свечения Солнца будет:

$$\frac{U_0}{I_0} \approx \frac{4 \cdot 10^{41} \text{ Дж}}{3 \cdot 10^{24} \text{ Вт}} \sim 10^{15} \text{ с} \sim 3 \cdot 10^7 \text{ лет.}$$

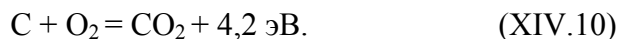
Полученное значение слишком мало в сравнении с известным возрастом Солнца –  $5 \cdot 10^9$  лет. Таким образом, гравитационная энергия не объясняет причин длительной солнечной активности.

Уже более полувека назад физикам стало ясно, что единственным приемлемым источником звездной энергии могут быть реакции термоядерного синтеза.

Т. Бёте и К. Вейцеккер в 1938 г. разработали основы теории взаимодействия четырех протонов с образованием одного ядра гелия и выделением энергии:



Возникающий при реакции дефицит массы складывается из разности массы четырех ядер водорода протона (H) ( $m_p = 1,008 \cdot 4 = 4,032$ ) и ядра гелия (He) 4,0039, он составляет 0,007 на один протон. Сравним внутризвездную энергию с энергией горения в воздухе, лежащей в основе жизнедеятельности земной цивилизации:



Это горение характеризует расход той же солнечной энергии, запасенной в органическом веществе – древесине, угле, нефти и др. Отсюда следует, что энергия, выделяющаяся при взаимодействии четырех протонов, в миллион раз превышает энергию взаимодействия двух молекул углерода и кислорода. Но мы знаем, что цивилизация не стала довольствоваться скромной энергией горения, а, похитив у природы одну из самых сокровенных ее тайн – тайну термоядерного синтеза, попыталась приспособить ее для своих нужд. Однако в этом предприятии пока больше издержек, чем достижений – ядерное оружие, взрывающиеся атомные электростанции, проблемы радиоактивных отходов и т.д.

Вернемся к нашей звезде. Какой же процесс побуждает четыре ядра водорода вдруг объединяться, испустив при этом колоссальный импульс энергии?

Причина прежде всего в исключительных термодинамических условиях, возникающих внутри таких гигантских агломераций, каковыми являются звезды. Чудовищное давление в их недрах, создаваемое силой гравитации, срывает электроны с атомных ядер водорода, который является самым обильным элементом в звездных недрах, сближая последние вплотную друг к другу. Но рост давления приводит к росту температуры и, следовательно, к возрастанию скорости колебания ядер вблизи своих средних значений. Расчеты показывают, что средняя тепловая скорость протонов возрастает до  $5 \cdot 10^5$  м/с. Для осуществления ядерной реакции синтеза необходимо сблизить ядра на расстояние порядка  $10^{-11}$  см, преодолев кулоновские силы электростатического отталкивания. Ведь компоненты плазмы – электроны и ионы – электрически заряжены. Для преодоления кулоновского барьера необходимо, чтобы температура водородной плазмы была порядка  $10^9$  К. Однако в недрах Солнца такой температуры нет, там «только»  $2 \cdot 10^7$  К. Почему же тогда реакция все-таки идет – в противном случае Солнце не было бы звездой!

При температуре  $10^7$  К средняя энергия теплового движения частиц близка к 1000 эВ. Но среди этих частиц, оказывается, находятся такие, которые будут иметь скорость выше средней. Их очень мало, к тому же количество их зависит от температуры. Оценим вероятность взаимодействия таких «энергичных» протонов.

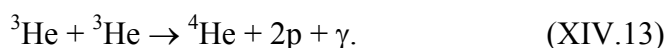
Общая схема термоядерных реакций синтеза водорода в недрах Солнца идет по следующей схеме: взаимодействие двух протонов (P+P) дает один атом дейтерия D, позитрон  $e^+$  и нейтрино  $\nu$ :



Затем атом дейтерия присоединяет к себе еще один протон, образуя ядро гелия  ${}^3\text{He}$  и гамма-квант энергии:



В третьем цикле реакции происходит соединение двух ядер гелия с образованием  ${}^4\text{He}$ , двух протонов и гамма-квантов энергии:



Вероятность отдельных реакций цикла такова:  $(P + P) = 10^{10}$  лет;  $(P + D) =$  несколько секунд;  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} = 10^6$  лет.

Как видим, ничтожность вероятности реакции протон-протонного цикла ставит под сомнение весь механизм внутрисолнечного синтеза, так как мы знаем, что возраст Солнца на  $5 \cdot 10^9$  лет меньше длительности этой реакции. Тем не менее оснований для пессимизма нет. Оценка вероятности подбарьерного проскакивания отдельных «энергичных» протонов (известного под названием «туннельный эффект») показывает, что каждая из 100 тысяч частиц способна его преодолеть, т.е. вероятность составляет  $10^{-5}$ . Несмотря на столь малую вероятность реакции  $P + P \rightarrow D$ , она имеет место и обеспечивает необходимую светимость Солнца, так как количество протонов в его недрах огромно:

$$\frac{M_0}{m_p} \sim \frac{2 \cdot 10^{30} \text{ кг}}{2 \cdot 10^{-27} \text{ кг}} \sim 10^{57}, \quad (\text{XIV.14})$$

где  $m_p$  – масса протона.

Подсчитаем количество актов реакции  $P + P \rightarrow D$  на Солнце в одну секунду:

$$\frac{10^{57}}{10^{10} \cdot 12 \cdot 10^7} \sim 10^{39} \text{ актов/с}, \quad (\text{XIV.15})$$

где  $12 \cdot 10^7$  – число нуклонов в одном цикле.

Теперь рассчитаем полную мощность солнечного излучения, помня, что один цикл дает 28,5 МэВ энергии:

$$I_0 \sim 28,5 \text{ МэВ} \cdot 10^{39} \text{ актов/с} \sim 28,5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot 10^{39} \text{ Вт} \sim 3 \cdot 10^{27} \text{ Вт}. \quad (\text{XIV.16})$$

Измеренная же светимость Солнца равна  $\sim 4 \cdot 10^{26}$  Вт/с. Возникающая разница объясняется тем, что наши расчеты выполнены из предположения о Солнце как чисто водородной звезде. Однако это не так. Солнце как центр масс системы формировалось из того же газопылевого облака, что и планеты. Следовательно, оно должно состоять из твердого тела железо-силикатного состава, содержание водорода в котором, по оценкам Кесарева, не 98%, как это считалось из оценки состава звездных атмосфер, а 2%, как следует из оценки твердого вещества планет, астероидов, комет и пыли в Солнечной системе. Это замечание, как увидим, существенно уточняет наши представления о длительности процесса звездной эволюции протозвещества и согласуется с общей логической цепью построений, в которых между звездой и планетой до определенного момента их истории лежит не пропасть, а всего лишь разница в исходных массах вещества.

Процессы, наблюдаемые на Солнце, находятся в полном соответствии с его массой. Вначале гравитационное сжатие запустило термоядерный реактор (см. гл. XIII), когда же температура в недрах достигла миллиона Кельвина, запустились первые ядерные реакции протонов с ядрами легких элементов – дейтерия, лития, бериллия и бора (Шкловский, 1984). После выгорания легких элементов температура поднимается до атомного порога  $2 \cdot 10^7$  К и запускается реакция протон-протонного цикла.

Вывод избытков тепла на Солнце производится в твердом теле звезды лучеиспусканием, а в атмосфере – конвективным путем. Это очень важные процессы, и мы их рассмотрим несколько подробнее.

Звездный газ непрозрачен из-за высокой плотности и ионизации. Уже 1 мм его слоя непрозрачен. Характеристика прозрачности звездного вещества определяется параметром  $1/\chi\rho$ , где  $\chi$  – коэффициент поглощения,  $\rho$  – плотность.

Непрозрачность определяет светимость звезды. Чем больше непрозрачность, тем меньше поток излучения. Кроме того, поток зависит от вертикального перепада (градиента) температур. Например, в случае газового шара, имеющего одинаковую температуру по всему объему, поток излучения из него будет равен нулю, так как интенсивность излучения снизу вверх будет равна интенсивности излучения сверху вниз. Проанализируем формулу, определяющую светимость звезды:

$$L = 4\pi r^2 \frac{\tau}{\chi\rho} \left( \frac{dT}{dr} \right), \quad (\text{XIV.17})$$

где производная  $dT/dr$  и есть вертикальный градиент температур на расстоянии 1 см. Если  $T = \text{const}$ , то производная равна нулю и светимость  $L=0$ . Светимость звезды тем больше, чем меньше непрозрачность звездного вещества  $\chi\rho$  и больше перепад температур. Поскольку плотность  $\rho = 3M/4\pi R^3$  и  $dT/dR \sim T/R$ , то можно получить выражение для светимости в функции массы звезды, что для нас очень важно:

$$L = \frac{16\pi^2 \tau G^4 \mu^4}{9R^4 \chi} M^3, \quad (\text{XIV.18})$$

где  $\mu$  – молекулярная масса водорода, равная 0,6;  $\chi = 5 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $R$  – универсальная газовая постоянная, равная  $8,3 \text{ Дж}\cdot\text{моль}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ ,  $\sigma = 5,67\cdot 10^{-8} \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-4}$  – постоянная Стефана Больцмана.

Зависимость *светимость – масса* была выведена впервые английским астрономом Эддингтоном. Непрозрачность звезды зависит от наличия в ее веществе кроме водорода тяжелых элементов – металлов и силикатов. Дело в том, что и гелий и водород являются полностью ионизированными, т.е. ни поглощать излучение, ни переизлучать его они не могут. Чтобы квант излучения был поглощен, необходимо, чтобы его энергия была полностью израсходована на отрыв электронов от ядра. У ионизованных Н и He уже нечего «отдирать», поэтому единственным эффективным источником передачи лучевой энергии из недр звезды становятся тяжелые элементы. Они еще сохраняют часть своих электронов и поэтому сохраняют способность поглощать кванты излучения и переизлучать из вдоль радиуса вверх. Этот факт служит еще одним важным подтверждением того, что состав звезды, и в частности Солнца, не может быть полностью водородным. Оно должно состоять из силикатов, металлов и их соединений. Передавая энергию, тяжелые ядра не расходуются, выгорает только водород. Температура около  $10^7 \text{ К}$  для таких ядер недостаточна для преодоления кулоновского барьера. Реализация ядерных реакций на тяжелых элементах возможна лишь при повышении давления и температуры на несколько порядков, что возможно при взрыве звезд. Таким образом, в случае признания гипотезы полностью водородного состава Солнца ядерные реакции синтеза водорода оказались бы невозможны!

В связи с этим возникает вопрос об устойчивости солнечного излучения, столь важный для Земли.

Как мы знаем, при синтезе одного ядра гелия образуется нейтрино. Будучи электрически нейтрально и обладая нулевой массой покоя, нейтрино обладает способностью проникать через любую толщу веще-

ства. Выходя из своих недр, энергетический спектр Солнца может нести неискаженную информацию о температуре, плотности и их химическом составе. Ожидаемое количество потока нейтрино на Земле составляет  $10^{15} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . Однако на Земле регистрируется в три раза меньше ожидаемого теоретического уровня.

Американский физик Фаулер разработал гипотезу, объясняющую дефицит нейтрино. По его мнению, в результате скачкообразного перемешивания внутризвездного вещества, например в ходе конвекции, перестройки оболочек по мере выгорания водорода, температура недр падает, что вызывает резкое падение потока нейтрино. Однако светимость Солнца так быстро не изменится, потому что фотонам для преодоления расстояния из недр звезды к поверхности требуются миллионы лет.

Такой процесс вполне возможен, полагают американские физики Эзер и Камерон. Например, как только произойдет локальный разогрев вещества в зоне ядерных реакций Солнца (внешнее ядро) из-за роста газового давления, вещество будет расширяться. Но, согласно формуле Клайперона-Менделеева (см. уравнение XIV.3), начнется его охлаждение и скорость реакций сразу же начнет падать. Вещество вернется в исходное гидростатическое равновесие. После этого поток нейтрино повысится, достигнув своего расчетного значения. Вот почему звезда не может произвольно вспыхнуть и мгновенно сгореть в огне ядерного синтеза. Это, как видим, строго саморегулирующаяся система. Поэтому Солнце – стационарная звезда, и ее излучение сотни миллионов лет поддерживается в стабильном режиме. Однако небольшие флуктуации светимости все же имеют место!

Дефицит нейтрино в настоящую эпоху отражает как раз начавшееся несколько миллионов лет назад понижение скорости ядерных реакций в недрах Солнца. Мы, следовательно, живем в эпоху минимума солнечной активности. Температура на планете на 30 К ниже нормальной, когда ядерная активность максимальна. Время между полуамплитудами максимумов светимости составляет около 4 – 5 млн. лет. В настоящее время Земля еще пребывает в области минимума светимости, т.е. находится в ледниковом периоде по Солнцу!

Не исключено, что известная из геологических данных повторяемость ледниковых периодов с древнейших времен и до последней эпохи плейстоценового оледенения – повторяемость не строго периодическая, отражает периоды внутрисолнечной неустойчивости и перестройки режимов светимости. Как мы знаем, последний ледниковый

период начался около 2 млн. лет назад. Следовательно, он будет продолжаться еще около 2 млн. лет, но уже в более сглаженном режиме – благодаря происшедшей перестройке вследствие океанизации и изменения баланса суши и моря (Орлёнок, 1985, 1990).

## §2. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела

Какое место в окружающем звездном мире занимает наше Солнце, а с ним и планетная система? Вопрос этот неизбежно возникает после того, как мы познакомились с природой окружающего нас мира планет.

Звезды – наиболее распространенные объекты Вселенной. Основная масса космического вещества, вероятно, сосредоточена в них. На долю межзвездной космической пыли приходится около 2%, и лишь ничтожные доли процента выпадают на планеты и другие мелкие объекты.

Наблюдения показывают, что звезды имеют различный цвет, светимость, различный химический спектр излучения. А поскольку все эти параметры связаны с массой и радиусом звезды, то это значит, что существует большое разнообразие не только внешних параметров, но и состава звезд.

Исследованиями уже давно была установлена зависимость между светимостью и спектральным классом звезд. Впервые это обнаружил в 1905 г. датский астроном Э. Герцшпрунг (1873 – 1967). В 1910 г. независимо от него к такому же выводу при построении диаграммы спектра-светимости пришел американский астрофизик Г. Рессел (1877 – 1957). Рессел сразу же дал эволюционную интерпретацию найденной зависимости между химическим составом звезд, устанавливаемым по их спектрам, светимостью, цветом, массой и радиусом звезды. График зависимости получил название «диаграмма Герцшпрунга-Рессела» и ныне является одним из самых мощных средств исследований звездного мира (рис. 110).

Спектральная классификация звезд была разработана еще в конце прошлого века в Гарвардской обсерватории (США) под руководством Э. Пикеринга. К настоящему времени изучены спектры почти 500000 звезд. Все они подразделяются на семь спектральных классов, обозначаемых буквами O, B, A, F, G, K, M, которые располагаются в последовательности убывания температур – от 30000 до 3000 К. Для более удобного запоминания порядка спектральных классов Рессел предло-



жил своим студентам фразу, по первым буквам которой они легко воспроизвели всю таблицу классов: Oh Be A Fine Girl, Kiss Me! – «Будь славной девочкой, поцелуй меня!» Б. Ф. Воронцов-Вельяминов, наш известный астроном, автор знаменитого учебника астрономии для 11 класса средней школы, придумал такую фразу: «Один бритый англичанин финики жевал, как морковь».

Рис. 110. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела

Если бы никакой зависимости между спектром и светимостью не было, то звезды располагались бы на диаграмме равномерно. На самом деле (см. рис. 110) они группируются на диаграмме в трех областях, образуя несколько последовательностей.

Наибольшее число звезд расположено вдоль узкой полосы, зигзагообразно пересекающей диаграмму с левого верхнего угла к правому

нижнему. Эта полоса называется Главной последовательностью. Кроме этой последовательности в правом верхнем секторе имеется группа звезд, обладающих большой светимостью при сравнительно низкой температуре. Это звезды-гиганты и сверхгиганты. Их высокая светимость обеспечивается громадными размерами, в сотни и тысячи раз превышающими размеры Солнца.

В левом нижнем секторе диаграммы расположены звезды низкой светимости, но необычайно высокой температуры. Это белые карлики – их низкая светимость обусловлена исключительно малыми размерами – в тысячи раз меньше Солнца.

Таким образом, большинство звезд главной последовательности с умеренной и малой массой занимает как бы промежуточное положение между двумя рассмотренными крайними случаями. В Галактике эти звезды концентрируются в галактической плоскости и в секторах, прилегающих к центру галактического диска.

Субкарлики чаще всего наблюдаются в крупных шаровых скоплениях звезд, число которых достигает сотни тысяч. Шаровые скопления и субкарлики образуют в нашей Галактике подобие сферической «короны» с сильной концентрацией к галактическому центру. Их очень много в Галактике (около 100 миллиардов), и они поставляют большинство звезд. Массивные горячие звезды главной последовательности концентрируются к плоскости галактического экватора. Спектр этих звезд богат водородом и гелием; спектр субкарликов беден тяжелыми элементами, и в частности металлами. Таким образом, объекты, образующие «корону» Галактики, обеднены металлами в сравнении с объектами, образующими диск нашей Галактики (Шкловский, 1984). Это распределение связано с изменением возраста звезд, которые непрерывно образуются в Галактике путем конденсации пылегазовых облаков межзвездной среды. Наше Солнце находится на периферии Галактики, вблизи ее плоскости, т.е. в области, где преобладают звезды главной последовательности.

Большинство красных гигантов располагается в пределах диска Галактики, в области с характерным значением масс звезд в 1,1 – 1,5 солнечной. Их насчитывается значительно меньше, чем белых карликов, – не более миллиона.

Эволюционный путь звезды на диаграмме Герцшпрунга-Рессела зависит от ее начальной массы. Молодая массивная звезда «садится» на верхнюю часть главной последовательности, протозвезды с небольшой массой (меньше солнечной) – на нижнюю ее часть.

Протозвездная стадия эволюции массивных звезд весьма быстротечна – всего несколько сот тысяч лет. Поэтому число их в Галактике невелико. Но после стабилизации ядерных процессов такие звезды прочно и надолго занимают свое место на главной последовательности. Таким образом, главная последовательность – это область стационарных звезд. По мере выгорания водорода и других элементов вещества масса и светимость звезды уменьшаются, и звезда смещается вниз, вправо по главной последовательности.

После окончания формирования твердого субъядра процесс сжатия вещества прекращается и внешние газовые оболочки атмосферы начинают расширяться, а старая звезда приобретает все признаки красного сверхгиганта. Таким образом, она сходит с главной последовательности и переходит в правую верхнюю область диаграммы. В дальнейшем атмосфера и внешние оболочки звезды могут быть сброшены в результате коллапса (взрыва «сверхновой») и обнажившееся субъядро перейдет в левую нижнюю область диаграммы, где располагаются белые карлики. Таким образом, эволюционный трек звезды на диаграмме довольно сложный. Вместе с данными о спектральном составе диаграмма дает представление о возрасте окружающих нас звезд.

Когда звезда садится на главную последовательность, в ее недрах начинаются ядерные водородные реакции. Следовательно, по содержанию водорода, определяемого по спектру излучения, можно оценить и возраст звезды:

$$t \approx \frac{\alpha M (X_1 - X_2)}{L}, \quad (\text{XIV.19})$$

где  $X$  – среднее содержание водорода;  $\alpha$  – количество энергии при ядерном превращении одного грамма вещества;  $L$  – светимость;  $M$  – масса звезды.

Проанализируем диаграмму (см. рис. 110). Звезды спектральных классов O – F называются звездами ранних спектральных классов, звезды классов F – M – поздних спектральных классов. В направлении сверху вниз массы звезд уменьшаются, и одновременно уменьшается их светимость. Так, звезды класса O имеют  $M = 35M_0$ ; класса B –  $14M_0$ ; класса F –  $1,8M_0$ ; класса K –  $0,8M_0$ ; класса M –  $0,5M_0$ . В интервале масс  $0,5M_0 \leq M \leq 10M_0$  эмпирически установлено, что светимость звезды пропорциональна четвертой степени ее массы:

$$L \sim M^4. \quad (\text{XIV.20})$$

Имеется также эмпирическая связь между светимостью и радиусом:

$$L \sim R^{5,2}. \quad (\text{XIV.21})$$

Сопоставляя обе последние формулы, найдем:

$$R \sim M^{0,75}, \quad (\text{XIV.22})$$

а с учетом формулы для определения полной светимости звезды

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4, \quad (\text{XIV.23})$$

где  $\sigma$  – постоянная Стефана Больцмана, найдем зависимость температуры от массы:

$$T = \sqrt[4]{\frac{L}{R^2}} \approx M^{0,6}. \quad (\text{XIV.24})$$

Отсюда видно, что звезды более поздних спектральных классов характеризуются более низкими температурами. Подсчеты показывают, что более всего заселена нижняя часть главной последовательности, т.е. преобладают старые звезды. В окрестностях Солнца преобладают звезды малой светимости – в  $10^4$  меньше светимости Солнца.

В целом изменение спектра звезд связано с их возрастом. В атмосферах молодых звезд преобладают линии легких элементов – водорода и гелия. По мере старения звезды эти линии исчезают и появляются линии металлов.

Рассмотрим более подробно это изменение спектральных характеристик звезд главной последовательности.

*Класс O.* Звезды этого класса характеризуются большой интенсивностью ультрафиолетового спектра. Это свидетельствует о высокой температуре звезд, около 25000 – 30000 К. Цвет таких горячих звезд – голубоватый. В спектре преобладают линии ионизированного гелия и многократно ионизированных атомов азота, углерода, кислорода и кремния.

*Класс B* – цвет голубовато-белый, температура 15000 – 25000 К. В спектре преобладают интенсивные линии нейтрального гелия и (в более низких степенях ионизации) линии азота, углерода, кислорода, кремния. Характерной звездой этого класса является альфа Девы.

*Класс A.* Звезды белого цвета, температура поверхности 11000 К. Наиболее интенсивны линии водорода, проявляются линии нейтрального кальция и железа (Сириус, Вега).

*Класс F* – цвет желтовато-белый, температура – 7500 К. В спектре по-прежнему интенсивны линии водорода и многочисленные линии металлов (Процион).

*Класс G* – желтый спектральный класс, температура 6000 К. Главными в спектре являются не водородные линии, а линии металлов – железа, натрия, марганца и др. Наиболее интенсивны линии ионизованного кальция. Наше Солнце относится к этому классу звезд. К нему относится также звезда Толиман – альфа Центавра, ближайшая к нам звезда. Ее характерные параметры подобны солнечным:  $T = 5730$  К,  $M = 1,02M_0$ ,  $L = 1,2L_0$ ,  $R = 1,2R_0$ ,  $\rho = 0,8$  г/см<sup>3</sup>. Расстояние до нее 1,3 пк (1 пк = 206265 а. е. =  $3,08 \cdot 10^{18}$  см).

*Класс K* – оранжевые звезды, температура 5000 К. В спектре выделяется линия ионизованного кальция и много линий металлов, имеются полосы линий ионизованного титана и нейтрального железа (Арктур, Альдебаран).

*Класс M* – красноватые звезды, температура 3000 К. В спектре особенно выделяются линии поглощения молекул окиси титана TiO. Линии металлов ослабевают (Бетельгейзе, Антарес).

Анализ диаграммы и данные спектральных характеристик свидетельствуют, что наше Солнце относится к классу зрелых (почтенного возраста) звезд, находящихся в конце своей эволюции.

В классе гигантов интенсивны линии ионизуемых атомов стронция Sr и Ca. Это означает, что у гигантов плотность атмосферы на несколько порядков меньше, чем у звезд главной последовательности. Значительно меньше у гигантов и ширина многих линий поглощения. Плотные атмосферы характеризуются более узкими линиями спектра. Класс белых карликов – эти звезды резко отличаются от звезд главной последовательности сильным уменьшением тяжелых элементов, в частности металлов.

### §3. Эволюция Солнца и звезд

По характеру спектра излучения, светимости и по возрасту ( $5 \cdot 10^9$  лет) Солнце, как мы знаем, является зрелой звездой и на диаграмме Герцшпрунга-Рессела занимает положение, присущее звездам поздних эволюционных классов. Если исходить из принятой концепции полностью водородного состава Солнца, при наблюдаемой энергии излучения время его активной жизни как было показано составит:

$$\frac{M_0 \cdot 0,007c^2}{I_0} \approx 10^{11} \text{ лет.} \quad (\text{XIV.25})$$

На наш взгляд, получаемое таким образом значение неприемлемо, так как оно сравнимо или даже превосходит время существования самой Метагалактики, т.е. видимой части Вселенной. Кроме того, полная расчетная мощность излучения водородного Солнца много выше наблюдаемой –  $3 \cdot 10^{27}$  Вт против  $4 \cdot 10^{26}$  Вт (см. гл. ). Это значит, что кроме водорода солнечное вещество содержит значительное количество других элементов, не участвующих напрямую в реакции термоядерного синтеза. Это вещество металлического ядра, различные катализаторы и силикаты, входившие в состав первичного газопылевого облака.

Если же исходить из представлений об универсальности строения протовещества Солнечной системы, то количество водорода в общей массе вещества протосолнца будет не больше 2% (Кесарев, 1976). Это следует из расчета содержания различных элементов исходя из их химико-эквивалентных соотношений в первичном составе протовещества в различных классах метеоритов, комет и Луны и продуктов их переработки, каковыми на Земле являются верхние горизонты коры, гидросфера и атмосфера планеты.

В этом случае масса водорода в общей солнечной массе будет равна  $M_0^H = 4 \cdot 10^{31}$  г и при наблюдаемой мощности излучения  $I_0 = 4 \cdot 10^{26}$  Вт его продолжительность составит:

$$\frac{M_0^H \cdot 0,007c^2}{I_0} \approx 4 \cdot 10^{16} c \approx 4 \cdot 10^9 \text{ лет.} \quad (\text{XIV.26})$$

Время жизни Солнца сегодня оценивается в  $4,7 - 5,0 \cdot 10^9$  лет. Возникают вопросы: как соотнести эти цифры, и почему светило не погасло?

Дело в том, что возраст Солнечной системы оценивается исходя из возраста древнейших пород Земли, Луны, метеоритного вещества, а он не выходит за пределы  $4,5 - 4,7 \cdot 10^9$  лет. Расчеты для полностью водородного состава (Шкловский, 1984) позволяют оценить полное время конденсации пылегазового облака в протозвезду (до выхода ее на главную последовательность) величиной  $80 \cdot 10^6$  лет. Расчетная формула получается следующим образом: путь, пройденный веществом в ходе аккреции  $R$  за время  $t$ , будет равен:

$$R = \frac{1}{2} g t^2, \quad (\text{XIV.27})$$

где ускорение силы тяжести

$$g = \frac{GM}{R^2}. \quad (\text{XIV.28})$$

Отсюда находим  $t$ :

$$t = \left( \frac{2R^3}{GM} \right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{3} \pi G \bar{\rho}}}, \quad (\text{XIV.29})$$

где через  $\bar{\rho}$  обозначена средняя плотность облака

$$\bar{\rho} = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi R^2}. \quad (\text{XIV.30})$$

Таким образом, время сжатия облака зависит от его начальной плотности. Перепишем формулу (XIV.29) с учетом выражения для гравитационной неустойчивости облака:

$$R = \frac{0,2}{T} \cdot \frac{M}{M_0} \text{ (пк)}. \quad (\text{XIV.31})$$

Если молекулярный вес вещества облака  $\mu = 2$ ,  $T = 20^\circ$ , то облако массой, равной солнечной, сожмется за миллион лет:

$$t = 6 \cdot 10^7 \frac{\mu^{3/2}}{T^{3/2}} \left( \frac{M}{M_0} \right) \text{ лет}. \quad (\text{XIV.32})$$

Это первая стадия, получившая название стадии падения. Однако здесь много неопределенного. Процесс звездообразования не происходит в таких малых массах вещества, как солнечная. Молодые звезды обычно наблюдаются группами (скоплениями) и окутаны облаком туманности (рис. 111). Размеры таких глобул, например в туманности Лагуна, достигают десятков парсек, а масса в несколько раз больше солнечной. Солнце, по всей вероятности, формировалось совместно с группой звезд Центавра, имеющих, кстати, те же характеристики и располагающихся на диаграмме Герцшпрунга-Рессела рядом с нашим светилом. Облако большей, чем солнечная, массы имеет меньшую температуру. Поэтому в формуле (XIV.32) увеличение этих параметров на порядок на столько же увеличивает время стадии конденсации Солнца. С другой стороны, сохраняется неопределенность между временем существования самого облака до начала его конденсации. А мы, по существу, оцениваем возраст Солнечной системы с учетом возраста именно этого исходного материала. Если бы время формирования

Рис. 111. Глобулы в туманности Лагуна

протозвездных туманностей составляло всего несколько миллионов или даже десятков миллионов лет, то с учетом возраста нашей Метагалактики ( $11 \cdot 10^9$  лет) газопылевые туманности были крайне редким явлением в ней. Если же часть туманностей образуется при взрыве сверхновых и в ходе финальной стадии эволюции красных гигантов, то вследствие исключительной редкости этих явлений, особенно красных гигантов, следует признать время конденсации туманности до протозвездных кондиций достаточно большим, во всяком случае не менее сотен миллионов лет. С учетом сказанного, а также длительности второй стадии становления протозвезды до своего перехода на главную последовательность – 100 млн. лет – к приведенной выше оценке длительности эволюции Солнца ( $4 \cdot 10^9$  лет) необходимо добавить не менее



$5 - 7 \cdot 10^8$  лет, которые ушли на дозвездную стадию. Эта стадия складывается из периода существования вещества в форме туманности и стадии падения (стадия Хаяши), когда термоядерный реактор расходования водорода еще не был запущен. С этими замечаниями полученная нами оценка продолжительности жизни звезды с солнечной массой в  $5 \cdot 10^9$  лет не кажется фантастической. Запасов водорода на Солнце осталось не более чем на несколько сот миллионов лет. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела преобладают звезды с массой, близкой и меньше солнечной. Это значит, что сегодня, спустя 11 млрд. лет после возникновения Метагалактики, наиболее заселена нижняя часть главной последовательности. Иными словами, в окружающем нас мире преобладают старые звезды. Звездообразование идет в основном в центральной части, примыкающей к ядру Галактики. Если же следовать водородной концепции Солнца и всех без исключения звезд, то спектральных классов К и М, части звезд класса G, а также большей части красных гигантов и белых карликов, принадлежащих к старым, далеко проэволюционировавшим звездам, просто не существовало бы. Однако наблюдаемое многообразие классов звезд свидетельствует об обратном, и причина здесь не только в различиях исходных масс, но и в более краткой их жизни, чем это получается, если следовать преимущественно водородному составу протозвездных туманностей.

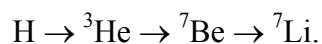
Начальную стадию образования Солнца мы рассмотрим в гл. XV. Здесь же остановимся на общих аспектах звездообразования, теория которых сегодня разработана в весьма высокой степени. В самом общем виде весь ход эволюции звезды можно представить следующим образом.

Первая стадия – стадия Хаяши, как мы уже знаем, заключается в гравитационной аккреции туманности, в ходе которой облако сжимается от радиуса орбиты Плутона до радиуса орбиты Меркурия. На это требуется, как мы видели, от одного до десяти миллионов лет. На запуск всеобъемлющей термоядерной реакции протон-протонного цикла требуется около 100 млн. лет. Вначале гравитационное сжатие запускает термохимический реактор. По достижении  $T = 10^6$  К запускается термоядерный реактор на легких элементах D, Li, Be и B. Возникающее при этом газовое противодавление останавливает сжатие протозвезды. По мере выработки легких элементов температура повышается до нескольких миллионов градусов Кельвина, газовое противодавление уменьшается и протозвезда, возобновив сжатие, быстро схлопывается. Возникает вспышка протозвезды, а температура в зоне коллапса

мгновенно возрастает до величин, больших  $10^7$  К. Это позволяет запустить реакцию протон-протонного типа. По мере охватывания этой реакцией всего объема вещества протозвезда постепенно, пройдя стадии неустойчивости горения и тепломассопереноса (звезда переменного блеска типа Т-Тельца), выходит на третий этап стационарного режима излучения и садится на главную последовательность диаграммы Герцшпрунга-Рессела.

Это самый длительный этап в жизни звезды. Для звезд с массой, близкой солнечной, он охватывает период около  $4 \cdot 10^9$  лет.

С выработкой главного термоядерного горючего – водорода – звезда не сразу прекратит свое существование. Она будет стремиться использовать в качестве нового горючего элементы вещества, наработанные в предыдущей реакции. В упрощенном виде эту цепочку синтеза можно представить следующим образом:



Эти реакции могут идти с присоединением протона и испусканием нейтрино. Если же водород полностью выгорел, то происходит быстрое сжатие (с возможным коллапсом) звезды, температура на поверхности металлического ядра повышается до  $10^8$  К, а внешняя оболочка, сбрасываясь в результате взрыва, расширяется до размеров орбиты Земли. Образуется красный гигант. В центре обнажается раскаленное ядро – металлическое или гелиевое, в зависимости от преобладающего состава звезды. Это белый карлик. Ввиду сохранения момента количества вращательного движения со сбросом внешних оболочек скорость вращения ядра резко увеличивается.

На металлическом (как правило, железном) ядре реакции синтеза прекращаются. Поэтому оно будет в дальнейшем медленно остывать и, остыв, пополнит скрытую массу Вселенной.

Гелиевое же ядро продолжит свою эволюцию синтезом новых элементов, по выработке каждого из которых будет коллапсировать. Во время коллапса температуры будут возрастать до  $10^8 - 10^9$  К, давление и плотность вещества в остающемся теле звезды также возрастут. Синтез очередного более тяжелого элемента с участием ядер гелия требует все более высоких энергий. Это объясняется ростом заряда ядра в соответствии с периодической системой элементов таблицы Менделеева, что в свою очередь сопровождается возрастанием энергетического (кулоновского) барьера. Например, для реакции синтеза  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  уже требуется температура порядка  $10^9$  К. Такую температуру остатки

звезды с солнечной массой создать не могут. Поэтому дальнейшая эволюция  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O}$  возможна лишь на массивных звездах-гигантах, в которых реакции продолжают (табл. XIV.1):  ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{28}\text{Si} + {}^4\text{He}$  и др. Реакции заканчиваются на железе  ${}^{56}\text{Fe}$  и близких ему элементах. Но таблица Менделеева содержит элементы тяжелее железа. Как же они образуются?

Таблица XIV.1

**Ядерные процессы в звездах, существенные для ядерного синтеза**

Процесс	Основные реакции	Основные продукты	Температура, К	Продолжительность процесса, лет
Выгорание водорода	$4{}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He}$	${}^4\text{He}$	$2 \cdot 10^7$	$10^7 - 10^{10}$
Выгорание гелия	$3{}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$ , ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$	${}^{12}\text{C}$ , ${}^{16}\text{O}$	$2 \cdot 10^8$	$10^6 - 10^8$
Выгорание углерода	$2{}^{12}\text{C} \rightarrow 20\text{Ne} + {}^4\text{He}$ , ${}^{23}\text{Na} + {}^1\text{H}$	${}^{16}\text{O}$ , ${}^{20}\text{Ne}$ , ${}^{24}\text{Mg}$	$5 \cdot 10^8$	$10^3 - 10^6$
$\alpha$ -процесс	${}^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha){}^{16}\text{O}$ , ${}^{20}\text{Ne} + {}^4\text{He} \rightarrow 24\text{Mg} + \gamma$ , ${}^n\text{X} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{n+4}\text{Y} + \gamma$ и т.д.	${}^{24}\text{Mg}$ , ${}^{28}\text{Si}$ , ${}^{32}\text{S}$ , ${}^{36}\text{Ar}$ , ${}^{40}\text{Ca}$ , ${}^{44}\text{Sc}$ , ${}^{48}\text{Ti}$	$10^9$	$10^2 - 10^4$
e-процесс	Статистическое равновесие между ядрами и свободными протонами и нейтронами	${}^{52}\text{Cr}$ , ${}^{56}\text{Fe}$ , ${}^{62}\text{Ni}$ и др. ядра с $50 \leq A \leq 62$	$4 \cdot 10^9$	$10^{-6} - 10^{-5}$
S-процесс	Выгорание H, He, C, O или реакции $\alpha$ , n дают нейтроны, захватываемые ядрами с $A \geq 56$ , более медленно, чем $\beta$ -распад	Ядра с $60 \leq A \leq 200$ Средние значения (N-Z)	$10^8 - 10^9$	$10^2 - 10^7$
r-процесс	Нейтроны захватывают со скоростью, превышающей $\beta$ -распад	Ядра с $60 \leq A \leq 270$ Высокие значения (N-Z)	$(1 - 4) \cdot 10^9$	$10^{-6} - 10^2$

Процесс	Основные реакции	Основные продукты	Температура, К	Продолжительность процесса, лет
p-процесс	Захват протонов (p, $\gamma$ ) ядрами, возникающими при r- и S-процессах; реакции ( $\gamma$ , n)	Ядра с $70 \leq A \leq 200$ Низкие значения (N-Z)	$(2 - 3) \cdot 10^9$	$10^{-6} - 10^{-5}$

Синтез элементов тяжелее железа осуществляется реакциями медленного захвата свободных нейтронов ядрами. Реакции эти идут быстро, так как образующиеся новые элементы очень неустойчивы. При температурах около  $10^9$  К железо, взаимодействуя со свободными нейтронами, образует тяжелые элементы – такие, как технеций, прометий, обнаруженные в атмосферах красных гигантов, и реакция обрывается на свинце. Так происходит синтез элементов в процессе эволюции стационарных звезд главной последовательности.

Для образования самых тяжелых элементов уранового и трансуранового ряда ( $^{255}\text{U}$ ,  $^{255}\text{Np}$ ,  $^{255}\text{Am}$  и др.) необходимы плотности нейтронных потоков  $10^{34} - 10^{44}$  нейтронов/ $\text{м}^2 \cdot \text{с}$ . Такие потоки невозможны даже в условиях самых массивных звезд; наблюдения показывают, что они могут возникать лишь при грандиозных взрывах сверхновых, т.е. массивных, далеко проэволюционировавших звезд. Их спектры действительно содержат большой процент тяжелых элементов урана, ниобия, америция и др. Таким образом, тяжелые и радиоактивные элементы – это продукт взрыва сверхновых и итог эволюции массивных звезд.

Наличие названных элементов на Земле, в метеоритах, на Луне при нашем сравнительно молодом Солнце является указанием на то, что они были в составе первичного пылегазового облака и конденсировались одновременно во всех планетах и Солнце. Следовательно, появление их в облаке – результат близкого взрыва сверхновой, гибель которой дала жизнь новой системе – нашей Солнечной и ближайшей к нам альфа Центавра.

Все многообразие элементов вещества окружающего нас мира создавалось в недрах звезд. Интересно, что носитель жизни углерод и главный ее энергетический элемент кислород формируются только в

массивных звездах примерно в середине цикла синтеза. Поэтому они не столь обильны в природе.

Теперь интересно рассмотреть физику вырождающихся звезд, в которых происходит синтез элементов.

В стационарной звезде имеет место гидростатическое равновесие между силой тяжести и газовым противодействием, направленным навстречу друг другу:

$$\frac{P}{M}RT \approx G \frac{M_0^2}{R_0^3}. \quad (\text{XIV.33})$$

Здесь  $M_0$  и  $R_0$  – обозначены масса и радиус Солнца. В звездах с  $M = 0,3M_0$  ядра нет. Вследствие низких температур и высокого поглощения переизлучение невозможно и тепло выносится конвекцией, т.е. вся звезда «кипит».

В звездах с  $M > 0,3M_0$  имеется твердое ядро (часто металлического состава), твердое внешнее тело выше его и атмосфера, как у Солнца. В твердом теле передача тепла идет лучистым переносом, а в атмосфере – конвекцией.

В звездах с  $M \geq 10M_0$  вследствие высоких температур ( $T = 20 \cdot 10^6$  К) в центре идут реакции углеродно-азотного цикла. Однако излучение в данном случае не успевает выносить тепло. Поэтому в центре развивается гигантская конвекция, возможно, многоступенчатая – вихри вещества вращаются один над одним, подобно системе шестерен, передавая тепло во все более верхние горизонты огромной звезды. В случае одного вихря, имеющего размеры примерно половину радиуса звезды, для эффективного тепломассопереноса необходимы световые скорости движения вещества. Вряд ли подобный процесс осуществим в таком масштабе. В звездах-гигантах с  $R = 20R_0$  и  $M = 3M_0$   $^{9/10}R$  занимает атмосфера, в которой осуществляется конвекция. Температура в центре достигает  $40 \cdot 10^6$  К.

И наконец, в белых карликах с  $M = 1M_0$  и  $R = 0,02R_0$  существует равновесие между массой и радиусом:  $R \sim M^{1/3}$ , т.е. чем больше  $M$ , тем меньше  $R$ .

В конце эволюции массивных звезд, когда все, что может гореть в термоядерном синтезе, выгорело, наступает момент, когда газовое противодействие катастрофически уменьшается из-за отсутствия горючего. Равенство нарушается, и возникает неравенство:  $P_{\text{газ}} \ll P_{\text{гравит}}$ . Произойдет катастрофическое обрушение внешних оболочек и атмосферы звезды на внутреннее плотное ядро – коллапс. В результате

взрыва внешние оболочки будут сброшены и обнажится горячее белое ядро, вращающееся с бешеной скоростью. Вещество в звездном ядре может быть сжато до плотности более  $10^{10}$  г/см<sup>3</sup>. Такие звезды получили название нейтронных. Согласно теории, формирование нейтронных звезд возможно и без взрыва, только путем гравитационного сжатия. Нейтронизация вещества происходит в результате вдавливания электронов в ядра и превращения протонов в нейтроны. Ядра разрушаются, образуя нейтронный газ.

Если исходная масса была равна солнечной ( $M = M_0$ ), то радиус нейтронной звезды не превышает 10 км. Вращение этого ядра вместе с магнитными силовыми линиями, приклеенными к нему как к сверхпроводнику, индуцирует чудовищной силы магнитное поле, равное  $10^{12}$  А/м (у Солнца только  $10^2$  А/м), которое имеет мощность излучения порядка  $10^{23}$  Вт. Вследствие совпадения осей вращения нейтронной звезды и магнитного поля излучение имеет определенную частоту и, следовательно, импульсный характер. Поэтому такие вращающиеся магнитные звезды называют пульсарами.

Масса белых карликов, как мы покажем, не может быть больше  $1,43M_0$ . Для выполнения этого условия звезда в конце эволюции должна сбросить часть оболочки, т.е. уменьшить массу до предельной.

Если же после выработки горючего материала и быстрого сжатия звезды сброс оболочки не произошел, то сжатие будет продолжаться. При таком процессе эволюции наступает новая перестройка вещества, чтобы противостоять силам гравитации.

Средняя плотность твердого или жидкого вещества не может превосходить  $20$  г/см<sup>3</sup>, что соответствует предельному размеру электронных оболочек атомов, равному  $10^{-8}$  см. У белых карликов плотность больше  $10^5$  г/см<sup>3</sup>. Это значит, что ядра в них находятся ближе, чем  $10^{-8}$  см, т.е. электронные оболочки раздавлены и ядра голые. Если в плазме расстояние между частицами заметно больше самих частиц, то у белых карликов оно составляет  $10^{-10}$  см при диаметре ядра  $10^{-12}$  см. Таким образом, вещество белого карлика становится очень плотным ионизованным газом. Это вырожденный газ. При такой природе вещества сила гравитации будет противостоять не тепловое противодавление, как в случае с нормальными звездами, а нейтронный ферми-газ (Шкловский, 1983). В таком газе электроны, согласно принципу Паули, должны двигаться с огромными околосветными скоростями. Дело в том, что согласно этому принципу на одной и той же квантовой орбите не может находиться больше двух электронов. Но в маленьком объеме

белого карлика число электронов значительно превосходит число орбит. Значит, для того чтобы им всем уместиться в этом объеме, частицы будут двигаться по этим траекториям с большими скоростями. Там, где число электронов всегда меньше числа дозволенных траекторий, электроны могут двигаться, не мешая друг другу, с любыми скоростями. Это обычный классический газ, к которому был до сих пор применим закон Клайперона-Менделеева, а скорости движения в нем называются максвелловскими. При уменьшении скорости движения частиц температура такого газа также уменьшается. Уменьшается и давление. В вырожденном газе с увеличением скорости частиц растет и его давление, и оно не зависит от температуры. Давление вырожденного газа определяется формулой:

$$P = K\rho^{5/3}, \quad (\text{XIV.34})$$

где  $K = 3 \cdot 10^6$ . Здесь давление больше зависит от плотности и не зависит от температуры, так как оно пропорционально концентрации частиц и их скорости. Но чем больше частиц, тем выше плотность. В свою очередь рост частиц требует, согласно принципу Паули, чтобы избыточные частицы двигались с большей скоростью. Очевидно, существует предел скорости и, следовательно, предельное значение противодействия вырожденного газа. Оно, как мы выяснили, определяется скоростью света, а газ, двигающийся с такой скоростью, называется релятивистским. Отсюда и следует то определенное значение массы звезды, при которой обе силы – гравитационная и противодействия вырожденного релятивистского газа – уравниваются. Эта масса равна  $1,43M_0$ .

Но, допустим, масса звезды оказалась меньше критической. Тогда сила противодействия релятивистского газа (если таковое состояние, например, в результате взрыва звезды, будет достигнуто) станет больше гравитационной и звезда будет расширяться. Это расширение остановится тогда, когда релятивистское вырождение сменится обычным газовым противодействием, уравновешенным гравитацией.

Теперь рассмотрим случай, когда масса звезды оказалась больше критической, и гравитация, сломав релятивистский барьер Паули, продолжает сжимать вещество. Расчеты показывают (Шкловский, 1983), что этот барьер могут преодолеть звезды с исходной массой  $M = 2,5M_0$ . Катастрофически сжимаясь в точку, такая звезда может в результате взрыва сбросить часть массы и остановить этот процесс. Но если этого не произойдет, то сжатие звезды будет идти со скоростью свободного

падения. Задача была решена немецким астрофизиком Шварцшильдом. Он показал, что по мере сжатия скорость ( $v$ ) его асимптотически замедляется и на границе сферы радиусом

$$R_g = 2GM/v^2 \quad (\text{XIV.35})$$

получившей название сферы Шварцшильда, падает до нуля, т.е. сжатие для внешнего наблюдателя останавливается. В этом состоит проявление эффекта теории относительности, когда в очень сильном гравитационном поле скорость течения времени становится сильно замедленной. Уравнение (XIV.35) получается из выражения для параболической скорости  $v$ , с какой частица может покинуть небесное тело с массой  $M$ :

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{R}}. \quad (\text{XIV.35})$$

Следовательно, можно найти такой радиус, при котором параболическая скорость окажется меньше скорости света  $v < c$ . Например, для звезды с массой, равной массе Солнца, такой радиус будет равным 3 км. Это значит, что вследствие чудовищных сил гравитации поверхность такого тела не может даже покинуть свет. Объекты такого генезиса получили название черных дыр.

Теоретически подсчитано, что во Вселенной число черных дыр может достигать сотен миллионов. Это скрытая масса Вселенной, которую мы пока еще не наблюдаем.

## **Глава XV. РАННЯЯ ИСТОРИЯ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ**

### **§1. Структура небулярного облака и межзвездной среды**

Сегодня благодаря достижениям астрофизики, космохимии и ядерной физики появилась уникальная возможность восстановить раннюю историю Солнечной системы – начиная с дозвездного (досолнечного) ее состояния и кончая моделированием процессов образования планет. Вместе с тем в учебниках землеведческого цикла эволюция Солнечной системы и Земли часто еще рассматривается в традиционных представлениях: планеты формируются при уже существующем Солнце, а их оболочное строение является результатом дифференциации однородного протовещества. В отрыве от космического окружения и происходящих в нем процессов рассматривается и дальнейшая геологическая жизнь планеты, что неизбежно приводит к утрате огромной информации и, как следствие, к неполноте общей картины эволюции земной коры и среды обитания в целом.



Прежде всего нам предстоит восстановить картину дозвездного, досолнечного состояния вещества и окружающей среды, чтобы понять начальные условия формирования Солнечной системы. Одновременно нам необходимо решить проблему состава первичного вещества, что, как мы уже знаем, имеет немаловажное значение для понимания эволюции протосолнца и протопланет.

Что же может служить сегодня источником информации о ранней истории Солнечной системы и составе первичного вещества досолнечного облака?

Ответ на этот вопрос, как ни покажется странным, довольно простой – надо воспользоваться данными наблюдательной астрономии. Необходимо изучить состав межзвездной среды, структуру и динамику межзвездных туманностей и, наконец, исследовать области, где процесс звездообразования только начинается. Только после этого мы сможем подойти к решению проблемы ранней истории Солнечной системы.

Звезды – это верстовые столбы Вселенной, расставленные на пути в бесконечность. Необозримое пространство между ними не является безжизненным вакуумом. Оно заполнено частицами вещества, межзвездным газом, энергией, магнитными полями, электромагнитным и радиоизлучением, гравитационными полями. Плотность вещества чрезвычайно низка – 0,2 – 0,02 атомов водорода  $\text{H}/\text{см}^3$ , а плотность энергии – 1 эВ на  $1 \text{ см}^3$ , что составляет  $10^{-12}$  эрг/ $\text{см}^2$ . Тем не менее говорить о вакууме нельзя, ибо вакуум – это среда, где длина свободного пробега частицы газа больше, чем объем, в котором этот газ находится. При среднем количестве частиц (атомов) в межзвездной среде около  $1 \text{ см}^{-3}$  плотность среды будет равна  $\rho = 10^{-24} \text{ г}/\text{см}^3$ , длина пробега  $l \sim 10^{15} \text{ см}$ , т.е.  $3 \cdot 10^4 \text{ пс}$ ; при толщине газового диска Галактики 200 пс условие вакуума не соблюдается. Химический состав межзвездного газа оказался близок составу атмосфер Солнца и звезд. В нем преобладают атомы водорода (H) и гелия (He), в качестве примесей – кремний (Si), магний (Mg), железо (Fe), алюминий (Al), кислород (O), углерод (C), азот (N) и некоторые простые их соединения. Имеются в ничтожном количестве (в концентрации порядка  $10^{-7}$ ) и молекулы CN,  $\text{CH}^+$ , CN,  $\text{H}_2$ . Плюс означает ионизированные молекулы. К настоящему времени известно уже около 60 разнообразных молекул в составе межзвездного газа. Все атомы и ионы среды находятся в невозбужденном состоянии. Это значит, что вследствие чрезвычайно высокого разрежения их взаимные столкновения практически исключены и все атомы, ионы

и молекулы будут находиться на невозбужденном (основном) энергетическом уровне. На этом уровне они могут только поглощать излучение на определенных резонансных частотах. Вот по этим резонансным линиям поглощения в спектре и была получена информация о химическом составе межзвездной среды. Неоценимую роль в этих исследованиях сыграли внеатмосферные наблюдения со спутников и межпланетных станций. Дело в том, что земная атмосфера поглощает все внеземное излучение с длиной волны короче 2900 Å, соответствующей далекой ультрафиолетовой области спектра.

Кроме газа в межзвездной среде наблюдаются и мельчайшие частички (размером меньше микрона) межзвездной пыли. Она фиксируется в красной области спектра, так как синие и фиолетовые лучи пылинками поглощаются. Покраснение удаленных объектов служит указанием на наличие между ними и наблюдателем космической пыли.

В состав пылинок входят металлы, силикаты, графит, льдинки застывшего газа и т.д. Форма многих из них вытянутая – они являются как бы элементарными диполями, оси которых ориентированы вдоль магнитных силовых линий межзвездных магнитных полей. Это очень слабые поля, имеющие напряженность всего  $10^{-5}$  эрстед. Но поскольку межзвездный газ является преимущественно ионизованным, то он обладает высокой электропроводимостью и, следовательно, магнитные силовые линии приклеены к газу, следуя причудливым очертаниям межзвездных туманностей. Кинетическая (максвелловы скорости движения атомов и молекул) температура газа и частиц межзвездной среды составляет несколько Кельвинов. Средняя плотность пыли в 100 раз меньше плотности газа и составляет  $10^{-26}$  г/см<sup>3</sup>.

Таким образом, межзвездная среда – это физический континуум. По нему распространяются даже ударные волны при взрыве сверхновых, в нем происходят сложные движения газа и магнитных полей.

Межзвездная среда не является однородной. В ней различаются области с повышенной концентрацией вещества – так называемые межзвездные туманности, или облака; и весьма разреженные области, в которых число частиц на 1 см<sup>3</sup> не превышает 0,1.

Как происходит сгущение облаков в протозвездную туманность? Поступление ионизованного газа происходит из центра, вероятно, из ядра Галактики. Двигаясь по спиральным рукавам, он уплотняется, попадая в «ямы» – изгибы магнитных силовых линий, которые сдерживают газ от хаотичного растекания. Под тяжестью газа магнитные силовые линии упруго прогибаются до тех пор, пока сила упругости не

уравновесится массой межзвездного газа. Такова «причина» образования пылегазового комплекса. Дальнейшая эволюция облака будет связана с взаимодействием двух сил – гравитации, стремящейся сжать облако, и газового давления, стремящегося его рассеять. Согласно теории (Шкловский, 1984), облака с массой, равной солнечной, и радиусом порядка 1 пс не будут сжиматься собственной гравитацией. Комплексы с массой более  $10^3 M_0$ , с температурой 50 К и радиусом в десятки парсек – будут. При сжатии происходит возрастание давления и температуры. Газовое противодействие не мешает при этом сжатию, так как избытки температуры на первой начальной стадии сжатия отводятся молекулярном водородом, теплоемкость молекулы которого чрезвычайно высока и равна 4,97 кал/град. Обилие молекулярного водорода в таких пылегазовых комплексах подтверждается наблюдением. Что же касается облаков с солнечной массой, то, как показывают расчеты, сжатие возможно при радиусе облака 0,02 пс и концентрации частиц газа в нем  $10^6 \text{ см}^3$ . При большей общей массе облака –  $10 M_0$  – сжатие его начнется при меньшей концентрации частиц –  $10^4 \text{ см}^3$ . Из этого следует интересный вывод. Реальнее всего сжатие начинается у больших газопылевых комплексов. Когда же средняя плотность значительно увеличится, они распадутся на отдельные неоднородные в плотностном отношении и по массе части, которые в дальнейшем конденсируются самостоятельно. Вот почему звезды образуются не изолированными одиночками, а скоплениями. Не является исключением и наше Солнце.

Звезды, имеющие массу, близкую к солнечной, ввиду общности процессов их образования, по всей вероятности, имеют сопутствующие планетные системы. Следовательно, планетных систем только в нашей Галактике – многие миллионы. Ближайшая к нам – Толиман – находится в созвездии Центавра на расстоянии всего 1,33 пк. Как мы уже знаем, по своим физическим характеристикам и возрасту она подобна Солнцу. Имеются все основания считать ее дочерним образованием, возникшим вместе с Солнцем из одной пылегазовой глобулы.

И, наконец, как объяснить высокую скорость вращения звезд? Наблюдением установлено, что отдельные участки облаков межзвездного газа движутся относительно друг друга с большой скоростью, достигающей 1 км/с. При сжатии гигантского по размерам облака его вращающийся момент, согласно законам сохранения момента количества движения (см. гл. I), сохраняется. Но по мере уменьшения радиуса сжимающегося облака скорость его осевого вращения неизбежно воз-

растает. При этом теоретически она может достигнуть световых скоростей. Однако легко показать, что в этом случае конденсация вещества в протозвездную массу просто не состоится. Аккреция тела может иметь место, если центробежное ускорение меньше силы тяжести (неравенство Пуанкаре, см. §3 наст. главы). Потеря скорости осуществляется за счет передачи момента соседним сжимающимся системам по силовым линиям магнитного поля в окружающую среду.

Звездообразование в Галактике идет непрерывно. Ежегодно прекращают существование три-четыре звезды. Следовательно, за время жизни Галактики – 10 млрд. лет – выродилось до 40 млрд. звезд. Видимо, для поддержания динамического равновесия Галактика автоматически компенсирует их недостаток или убыль воспроизведением новых звездных систем. Это тем более закономерно, что время жизни массивных звезд с  $M = 10M_{\odot}$  менее 100 млн. лет. Сохранение в Галактике массивных звезд является серьезным доказательством верности всей теории звездообразования.

Другими источниками сведений о составе первичного досолнечного облака являются метеориты, космическая пыль, вещество земных и лунных пород, а также химические спектры хвостов комет, звездных и планетных атмосфер.

Поскольку возраст метеоритов оказался таким же, как возраст Земли (4,7 млрд. лет), их можно рассматривать как свидетелей допланетной истории Солнечной системы. Некоторые из них, как показывают изотопные исследования (Войткевич, 1979), оказываются реликтами протовещества туманности, которое пошло на формирование планетных тел и Солнца. Правда, здесь не исключена некоторая переработка части метеорного вещества путем соударения, слипания отдельных мелких частиц в более крупные агломераты. Часть метеоритов представляет собой, как показывают исследования, фрагменты разрушившихся более крупных родительских тел – астероидов – диаметром до 500 – 1000 км. Столь крупные астероиды до сих пор наблюдаются в поясе астероидов между орбитами Марса и Юпитера. Это, например, Церера (диаметр 1003 км), Паллада (608 км), Веста (538 км). Около 110 астероидов, из известных 1600, имеют диаметр более 100 км. Шарообразная форма крупных астероидов свидетельствует о значительной роли в них гравитационных сил сжатия. Отсюда неизбежен разогрев недр и определенный процесс дифференциации протовещества в недрах этих астероидов.

Судя по многочисленным кратерам различного диаметра (от долей метра до десятков километров), наблюдаемых на планетах и их спут-

никах, в поясе астероидов сохранилась лишь малая часть их первоначальной гигантской массы.

Какую же информацию дают нам астероиды и метеориты о составе первичного вещества небулярного облака?

Все известные метеориты в зависимости от состава разделяются на три основных класса: каменные, железокремневые и железные. Наибольшее распространение – 85% из общего числа известных – имеют каменные метеориты, подразделяющиеся на хондриты и ахондриты и состоящие преимущественно из силикатных минералов. Железные метеориты встречаются значительно реже (6%), они состоят из никелистого железа. Железокремневые метеориты (1,5%) сложены силикатным материалом и никелистым железом. Они подразделяются на мезосидериты и палласиты. Первые состоят преимущественно из силикатов с рассеянными по всему объему зернами никелистого железа. Вторые – преимущественно из железоникелевого сплава с вкраплением зерен силикатов, в основном оливина.

Большинство из 70 обнаруженных в метеоритах минералов встречается в земной коре и, как правило, характерно для глубинных магматических пород. Как мы увидим дальше, верхи земной коры представляют собой сильно измененное и переработанное первичное вещество.

Наиболее примитивны по составу хондриты. Хондры – это сферические образования разного диаметра (от долей миллиметра до нескольких миллиметров), представленные силикатом или стеклом, они имеют высокую плотность – 3,5 г/см<sup>3</sup>. Подобных образований на Земле нет. Они могли возникнуть в условиях высокотемпературной части прототуманности путем конденсации и последующего слипания тугоплавкой фракции вещества или кинетически – путем соударения с другими частицами вещества.

Особым типом хондритов являются углистые хондриты. Это черные и серовато-темные камни, представленные мелкозернистой массой с вкрапленными хондрами. В них обнаружены органические соединения. Замечательно, что химический состав углекислых хондритов оказался наиболее близок химическому составу нелетучей части вещества в атмосфере Солнца. Это значит, что в формировании массы протосолнца значительная роль принадлежит углистым хондритам.

Другая, большая, группа метеоритов – ахондриты – имеет иную природу. Это массивные кристаллические образования, лишенные хондр, подобны земным изверженным магматическим породам. Они представляют собой фрагменты более крупных родительских тел – ти-

па крупных астероидов, испытавших некоторую химическую дифференциацию.

Металлическая фаза железных метеоритов, по современным представлениям, возникла в условиях высоких температур и давлений – до 100 тыс. атм. Такое давление реализуется в планетных телах радиусом порядка 2000 км. Однако возможно формирование железной фазы в высокотемпературной части протосолнечного облака с последующим слипанием конденсата.

Нельзя также исключить и реликтовый характер части железных метеоритов – как фрагментов звездного или планетного вещества от прошлых систем, находившихся в межзвездном пылегазовом облаке. В пользу такого заключения свидетельствуют изотопные аномалии некоторых элементов (Рудник, Собонович, 1984).

Третья группа факторов, позволяющих приоткрыть завесу над тайной первичного состава досолнечного небулярного облака, основывается на данных изучения изотопного состава элементов, слагающих вещество Солнечной системы.

Самым сильным доказательством того, что Солнце – звезда по меньшей мере второго поколения, является широкое распространение на Земле и в Солнечной системе (на метеоритах), Луне тяжелых элементов трансуранового ряда, а также самого урана, тория и др. Их образование возможно лишь в конце жизни звезды при взрыве так называемой сверхновой. По современным представлениям, сверхновые – это старые звезды, содержащие большое количество тяжелых элементов. Следовательно, протосолнечная газопылевая туманность включала в себя вещество какой-то разрушившейся звездной системы. Она пребывала в относительно устойчивом равновесии до того, как испытала мощное облучение звездным ветром сверхновой, взорвавшейся в ее окрестностях. Наличие в веществе различных тел Солнечной системы изотопных аномалий продуктов распада других, более короткоживущих элементов позволяет предположить, что до финального взрыва сверхновая в процессе своей эволюции и нуклеосинтеза неоднократно коллапсировала и за счет последовательно сбрасываемых оболочек пополняла веществом пылегазовую туманность. При этом в результате возникшей неустойчивости отдельные частицы могли сближаться, образуя более крупные фрагменты, что до финального взрыва поддерживало относительную устойчивость этой туманности.

Таким образом, материнское досолнечное облако представляло собой сложную систему из пылевого, газового материала и более круп-

ных фрагментов типа метеоритов древнего возраста и вещества сверхновой, ассимилированной туманностью в более позднее время. Это гетерогенное разновозрастное вещество и явилось исходным материалом для построения Солнечной системы.

## **§2. Вихревая теория образования Солнечной системы**

И. Кант, всю свою жизнь преподававший в Кенигсбергском университете, в 1755 г. в своей работе «Всеобщая естественная история и теория неба» развил первую научную гипотезу об образовании Солнечной системы из холодной пылевой материи, опираясь на закон всемирного тяготения. И хотя его идея саморазвития сгущений материи к центру тяжести с последующей консолидацией в тела планет и Солнца вскоре была заменена представлениями Лапласа, принципиальная картина мира была предвосхищена И. Кантом с удивительной прозорливостью. Первоначально холодная материя в ходе гравитационного сжатия разогревалась, и по этой причине планеты так же, как и Солнце после аккреции, были огненно-жидкими. Конечно, позднее стало ясно, что с позиции механики неустойчивость в системе мира Канта не могла возникнуть без воздействия внешних сил. Лишь в начале XX века с открытием радиоактивности было доказано, что Земля и планеты никогда не находились в расплавленном состоянии. Тем не менее со времен Н. Коперника идеи Канта явились самым крупным вкладом в естествознание, глубоким проникновением в глубины мироздания. Потрясенный величием построенного материального и нравственного мира человека, Кант писал: «Две вещи наполняют душу всегда новым и все более сильным удивлением и благоговением, чем чаще и продолжительнее мы размышляем о них, – звездное небо надо мной и нравственный закон внутри меня». Эти слова, представляющие квинтэссенцию всей философии великого мыслителя, были начертаны на его надгробии.

По гипотезе Лапласа (1769 г.), раскаленная, медленно вращающаяся туманность, сжимаясь, формировала протосолнце, а когда на экваторе сила тяжести уравнивалась с центробежной силой, от нее происходило последовательное отделение гигантских колец материи. Эти кольца, сгущаясь, формировали на соответствующих орбитах планеты и их спутники. Гипотеза Лапласа, объединенная с представлениями Канта, просуществовала более 100 лет и сыграла большую роль в развитии естествознания. Она дала начало геотектонической контрактационной гипотезе, впервые сформулированной Эли де Бомоном в 1855 г.

Вместе с тем гипотеза Канта-Лапласа не могла объяснить перераспределение момента количества движения между Солнцем и планетами, на долю которых его приходится более 98%. Напомним, что момент количества движения  $M$  равен произведению момента инерции на угловую скорость вращения тела:  $M = I\omega = mVR$ , где  $I = \frac{2}{5} mR^2$ ;  $m$ ,  $R$  – соответственно масса и радиус планеты;  $V$  – линейная скорость движения точки на поверхности.

Расчеты показали, что если вернуть Солнцу утраченные моменты количества движения, т.е. уронить все планеты на его поверхность, то и в этом случае скорость его вращения была бы недостаточной, чтобы породить систему колец с соответствующими орбитами девяти известных планет и их спутников. С другой стороны, внутри каждого кольца, согласно закону постоянства количества движения, никакими внутренними силами системы величина  $M$  не может быть изменена. Иными словами, без внешних сил планетарные сгущения внутри колец сами по себе образовываться не могут. Примером тому являются известные кольца у планет-гигантов – Сатурна, Урана, Нептуна, вещество в которых равномерно распределено по окружности и не консолидируется в сгущения.

В наше время разрабатывались гипотезы катастрофического направления, в основе которых лежит предположение о случайном захвате холодного пылегазового облака проходящим Солнцем – уже готовой звездой (гипотеза О. Шмидта, 1944). Однако такие гипотезы вступают в противоречие с выводами наблюдательной астрономии об эволюционном, а не катастрофическом пути формирования звездных и сопутствующих им планетных систем. Большинство современных исследователей отдают все же предпочтение кантовской концепции одновременного образования планет и Солнца. Предпочтительность этой концепции очевидна после рассмотрения схемы эволюции звезд.

В. Рудник и Э. Соболевич (1984) предприняли, пожалуй, одну из наиболее успешных попыток реконструкции ранней истории формирования Солнечной системы, опираясь главным образом на материалы изотопной космохимии. Однако и они при построении модели эволюции материнского протосолнечного облака не преодолели общую тенденцию конструирования изолированной звезды. Поэтому предполагаемая ими общая масса туманности, равная одной-двум солнечным массам, явно недостаточна для начала процесса звездообразования. Размеры же протосолнечного облака, по этой гипотезе, не выходят за пределы афелия Плутона. Это не соответствует современным пред-



ставлениям об эволюции звезды и не оставляет места для неизбежного изменения радиуса первоначальных планет в ходе общего сжатия закручивающейся туманности вокруг центра масс, где консолидировалось вещество протосолнца.

При оценке первоначальной массы материнского облака мы также ни в коей мере не можем рассчитать его плотность из наблюдаемой массы вещества в Солнечной системе. При наличии протосолнца она составила бы не более  $2 \cdot 10^{-9}$  кг/м<sup>3</sup>. Этого недостаточно для формирования планет. В межзвездном пространстве довольно часто наблюдаются туманности с массой газа в одну солнечную массу, размером около 1 пк и с температурой в десятки градусов Кельвина. Но в таких облаках, согласно критерию Джинса (1902), вещество не может сжаться до звездообразования, так как газовое давление внутри облака уравновешено собственной силой тяжести. Критерий Джинса выполняется в газопылевых комплексах массой  $10^3 - 10^4 M_0$  и размером 10 – 100 пк, с температурой в десятки градусов Кельвина. Только в таких гигантских туманностях возможно развитие гравитационной неустойчивости. Наблюдательная астрономия полностью подтверждает этот вывод.

Глобулы – прообразы нашего протосолнца – наблюдаются не единично и изолированно, а большими группами в больших межзвездных туманностях (например, упоминавшаяся уже туманность Лагуны в созвездии Стрельца (рис. 111)). Размеры глобул 1 – 2 пк, плотность вещества в ней достигает 20 – 200 частиц/м<sup>3</sup> (при средней плотности межзвездной среды  $10^{-7}$  частиц/м<sup>3</sup>). Таким образом, мы должны признать, что Солнце формировалось как одна из звезд огромной газопылевой туманности, простиравшейся на десятки парсек. В окрестности Солнца на расстоянии 100 пк, сегодня известно более 7000 звезд. Ближайшая к нам звезда –  $\alpha$ -Центавра – расположена всего в 1,33 пк. Она могла возникнуть в пределах одной глобулы с Солнцем. Удивительно, что масса, светимость, температура, спектр и, следовательно, возраст этой звезды примерно такие же, как и у нашего светила!

Критерий Джинса для глобул может выполняться и без воздействия внешних сил. Но поскольку изотопная космохимия свидетельствует об обогащении туманности новыми элементами (Рудник, Соболевич, 1984), необходимо принять возможность взрыва сверхновой в окрестности этой туманности, усилившей гравитационную неустойчивость и ускорившей процесс звездообразования. Глобулы сами по себе имели различные размеры и массу. Это предопределило дальнейший путь их эволюции. В крупных глобулах могли возникнуть массивные

звезды или группы звезд, в меньших, подобно нашей, возникли две неоднородности – большая, давшая жизнь созвездию  $\alpha$ -Центавра, и меньшая – нашей Солнечной системе. В этой меньшей части глобулы лишь немного не хватило массы для возникновения двойной звезды Солнце – Юпитер, ибо последний со своими 16 спутниками, четыре из которых (Ио, Европа, Ганимед, Каллисто) подобны планетам, представляет почти готовую Солнечную систему.

Предполагается, что в начальной стадии сжатия протозвезды возникающее по мере сжатия тепло отводится инфракрасным излучением. В противном случае газовое противодавление остановит этот процесс. Отсюда мощное инфракрасное излучение является характерным показателем зарождающейся протозвезды. Оно обычно наблюдается в газопылевых комплексах. При дальнейшем сжатии и росте температуры, как показывают расчеты (Дагаев и др., 1983), протозвезда становится все более непрозрачной для инфракрасного излучения, и это происходит, когда ее радиус станет равным  $R \approx 10^5 \cdot R_0$ . Из приведенного следует, что в начальной стадии сжатия размеры протозвезды далеко, примерно в 10 раз, выходят за пределы размеров Солнечной системы (6 млрд. км), что соответствует расстоянию в 0,01 пк. Когда размеры протозвезды достигают значения  $R = 10^3 \cdot R_0$ , т.е. орбиты Юпитера, светимость ее становится в 400 раз выше современной. На этом этапе включается конвективный процесс переноса глубинного тепла к поверхности. Звезда характеризуется неустойчивостью блеска (переменные типа Т-Тельца). Это объясняется тем, что внутри протозвезды еще не созданы термодинамические условия запуска термоядерных реакций синтеза гелия из водорода. Согласно расчетам, последующее сжатие с  $R = 10^3 R_0$  до  $R = 1R_0$  происходит за 20 млн. лет. Оно осуществляется уже в условиях начавшейся термоядерной реакции, в результате чего протозвезда переходит с дозвездного на звездный путь эволюции и выходит на главную последовательность диаграммы спектр-светимость Герцшпрунга-Рессела.

Все вышеизложенное позволяет существенно корректировать наши представления о формировании Солнечной системы.

Совершенно ясно, что в стадии существования протозвезды с преобладанием термохимических процессов внутри и инфракрасным излучением вследствие гигантского радиуса говорить о формировании планет ее по периферии не приходится. С другой стороны, нельзя исключить возможного возмущающего влияния со стороны аналогичной и даже большей по массе системы одновременно формировавшихся

протозвезд в  $\alpha$ -Центавра. Это, несомненно, дочерние образования, принадлежащие одной глобуле.

Ускорение вращения протозвезды вследствие прогрессивного уменьшения ее радиуса было неизбежно. Однако термохимические процессы, господствовавшие в этот период внутри объекта, уже должны были создать нечто вроде гигантского жидкого ядра. Поэтому в конце инфракрасной стадии протозвезда могла уже иметь мощное магнитное поле, намного превышавшее напряженность современного магнитного поля Юпитера, вследствие значительно большей скорости осевого вращения протозвезды. Когда радиус этого еще, в сущности, дозвездного объекта, а фактически гигантской планеты, сократился до размеров орбиты Юпитера и начался процесс термоядерного разогрева, секторное магнитное поле протозвезды должно было сообщить соответствующий крутильный момент количества движения масс пылегазового материала выше уровня равновесия сил гравитационного сжатия и газового противодействия:  $P_{\text{газ}} = P_{\text{гравит}}$ . Этот уровень должен был следовать за сжимающейся протозвездой. За ним следовала и оставшаяся невычерпанной протосолнцем внешняя протопланетарная часть материнской туманности. Выше этого уровня пылегазовое вещество туманности находилось вне сильного гравитационного влияния протозвезды и закручивалось в планетарные вихри секторным магнитным полем. В этом аспекте интересно узнать, что же представляет собой орбита Меркурия, фиксирующая наинизшие положения планетарного сгустка пылегазового облака, находящегося вне зоны гравитационного вовлечения вещества массой протозвезды, и когда она могла возникнуть?

Со стадии дозвездного существования инфракрасное тепловое противодействие было эффективным далеко за пределами современного радиуса Солнечной системы. Однако с переходом на звездный путь развития, вызванный прогрессирующим сжатием вещества и, следовательно, уменьшением радиуса протозвезды с образованием ее в компактную массу, должен был возникнуть предел, ниже которого приливные силы звезды разрушают любое планетарное образование. Это так называемый предел Роша.

Формирование ближайших к Солнцу планет не лимитировалось пределом Роша. Они располагались значительно дальше него.

Учитывая тот факт, что свои параметры Солнце приобрело уже в начальной стадии своего существования как звезды, а Меркурий мог приобрести свою плотность лишь сформировавшись в планетное тело,

можно заключить, что образование его как планеты могло начаться после завершения инфракрасной стадии развития протосолнца и уменьшения его радиуса до размеров, близких к современным. Этот вывод должен быть распространен и на другие планеты Солнечной системы. Народившаяся звезда, несомненно, ускорила акт планетообразования, хотя бы за счет значительного расширения объемов конденсации пылегазового материала в потоке усилившегося солнечного ветра.

Большие моменты количества движения у планет Солнечной системы, их разная скорость осевого вращения указывают на вращательный характер пылегазового комплекса и существенно неоднородное распределение масс вещества вдоль радиуса системы. В соответствии с вихревой моделью, предложенной академиком Н.А. Шило (1989), могли возникнуть спирали

различных порядков и уровней со своими ядрами, внутри которых формировались планеты и их спутники (рис. 112). Такая модель снимает противоречия в различии моментов количества движения планет и Солнца. Несовпадение плоскости орбит Меркурия и Венеры с плоскостью других планет объясняется неодинаковой угловой скоростью вращения ядер спирали первого порядка и ее ветвей, на которых образовывались спирали второго и треть-

Рис. 112. Вихревая модель образования Солнечной системы (по Шило, 1989)

его порядков с протопланетными и протоспутниковыми ядрами вещества. Согласно этой модели, отсутствие спутников у ближних к Солнцу планет (Меркурия и Венеры) и их лимитированное количество у Земли и Марса объясняется сильным гравитационным влиянием центрального протосолнечного ядра, которое легко отбирало вещество, удаленное от протопланетных ядер спиралями второго порядка. Спирали третьего порядка у этих близких к центральной массе планет могли

возникнуть лишь у Земли и Марса – с ограниченным количеством вещества. Планеты-гиганты возникли за пределами сильного гравитационного влияния протосолнца. Поэтому здесь могли появиться мощные сгущения вещества на спирали не только первого, но и второго порядка. Формирование многочисленных спутников планет-гигантов происходило уже под влиянием *их* масс, а не протосолнца.

В своем развитии Солнце прошло через несколько стадий – протозвезды инфракрасного класса, неустойчивой звезды переменного блеска типа Т-Тельца, красного спектрального класса с температурой поверхности 3500 К, оранжевого спектрального класса с температурой 5000 К и, наконец, современной – стадии желтого спектрального класса с температурой 6000 К.

На всех стадиях, особенно в начальный неустойчивый период своей активности, Солнце неизбежно испускало той или иной силы звездные ветры, которые могли создавать динамические температурные и химические аномалии в окружающем пылегазовом облаке. Это способствовало образованию различных размеров агломераций метеоритов и астероидов, обогащению новыми элементами, в том числе и короткоживущими радиоактивными, которые в дальнейшем сыграли большую роль в эволюции планет.

Вследствие уменьшения температуры пылегазового облака по мере удаления от протозвезды, а в дальнейшем молодой звезды оранжевого спектрального класса ближайшая к светилу область вещества обеднялась летучими и обогащалась силикатами и тугоплавкими металлами. На орбитах планет-гигантов вещество в большей степени было обогащено замерзшими газами, акклюдированной на пылинках водой. Поэтому внешние планеты оказались в большей степени обогащены летучими элементами, в том числе водородом и гелием. Однако представлять эти планеты в виде гигантских водородных шаров, как это принято в большинстве работ, вряд ли правомочно. Во-первых, трудно представить, каким образом легчайший газ мог консолидироваться в самые большие и массивные тела. Во-вторых, многие спутники планет-гигантов, как видно на прекрасных снимках американских межпланетных станций, состоят из каменного материала, подобного земным породам или метеоритам. Возникает вопрос: как соотносить водородный состав планеты с силикатным составом ее спутников?

И, наконец, в-третьих, длительное горячее дыхание молодой звезды неизбежно должно было вымести значительную часть легчайшего водорода и гелия за пределы системы еще задолго до их аккреции в планетных и других агломерациях.

Все имеющиеся данные свидетельствуют о принципиальном единстве химического состава вещества во всех телах и объектах Солнечной системы. Привлечение различных равновесных диаграмм для водорода, других элементов с целью доказательства водородного состава планет-гигантов, безусловно, интересно и нужно. Однако они, конечно, не решают проблему, а еще больше усложняют.

### §3. Аккреция Земли и планет

Существование неоднородного по физическому и химическому составу газопылевого облака предопределило изначальную неоднородность состава формирующихся тел Земли и планет.

Все планеты и их спутники должны были иметь зародыши, своеобразные ядра конденсации, состоящие из тяжелых металлических фрагментов, вокруг которых лавинообразно наращивался более легкий пылегазовый материал облака. Эти крупные и массивные фрагменты, будучи преимущественно металлического состава, неизбежно были обеднены радиоактивными элементами. Они-то и образовали гигантское металлическое ядро будущей звезды в центре туманности (в центре главной спирали, по Н.А. Шило) и ядра планет и их спутников в побочных спиральных вихрях (см. рис. 112, с. 406).

Концепция образования железного ядра путем дифференциации однородной (гомогенной) Земли сегодня уже представляется неприемлемой. При давлении в 3 млн. атм свободная миграция вещества на расстоянии в тысячи километров внутри Земли представляется весьма проблематичной, даже если это вещество пребывает в расплавленном состоянии –  $T = 3000 \text{ K}$ ,  $P = 1,5 \cdot 10^6 \text{ атм}$ . С другой стороны, при подобных термодинамических условиях молекулы и атомы протовещества находятся преимущественно в ионизированном состоянии и, следовательно, обладают весьма низким химическим потенциалом. Это затрудняет образование химических соединений, большая часть из которых образуется при более низких давлениях и температуре менее 2000 К (Войткевич, 1979). Доказательством тому является весьма незначительное количество простейших молекул, обнаруживаемых в атмосфере Солнца. Термодинамика фотосферы, во всяком случае по температуре, близка к той, что существует в земном ядре. Химические процессы в фотосфере практически отсутствуют.

Таким образом, внутреннее ядро Земли – продукт изначальной аккреции твердой фракции металлического состава протосолнечной ту-

манности, а не результат дифференциации некоего однородного вещества. Чтобы перейти к природе других оболочек, необходимо еще раз вернуться к вопросу о составе пылегазового облака к моменту перехода протосолнца в стадию звездного развития.

Инфракрасное излучение протосолнца вследствие низкой температуры (много меньше 1000 К) не в состоянии было конденсировать вещество туманности на орбитах будущих планет. Поэтому пылегазовая фаза ее здесь преобладала. Кроме нее присутствовали реликтовые металлические и силикатные тела досолнечных стадий конденсации. Широкое распространение хондритов одного с Землей возраста (4,7 млрд. лет) свидетельствует о существовании механизма аккреции силикатных частиц в протопланетных спиралях туманности задолго до звездной стадии развития Солнца. В этот период, видимо, формировались металлические зародыши планет и их спутников, наращивался объем силикатных фрагментов и тел. С выходом светила на звездный путь развития количество тепла и температура излучения значительно возросли. Это неизбежно должно было способствовать усилению процессов конденсации вдоль радиуса окружающей туманности в спиралях с зародышами планет. С ростом температуры звезды возрастал и объем конденсированного вещества на дальних орбитах будущих планет-гигантов. Поэтому состав туманности менялся и вдоль ее радиуса по мере удаления от Солнца. На орбите Меркурия высокотемпературное дыхание звезды ощущалось сильнее всего. Следствием этого стали выгорание летучих атмосферных элементов, диссоциация большей части силикатных частиц и сохранение тугоплавких металлических компонентов туманности. Отсюда необычайно высокая средняя плотность Меркурия (5,62 г/см<sup>3</sup>). По мере удаления от звезды температура туманности падала и вряд ли могла превышать современную. Напомним, что светило пребывало в стадии красного спектрального класса с меньшей температурой поверхности, чем современная. Однако не исключено, что в стадии переменного блеска типа Тельца в моменты вспышек молодой нестационарной звезды температура ее кратковременно повышалась. Тогда-то и было возможно прогревание туманности и на больших, чем орбита Меркурия, расстояниях. Этим, вероятно, объясняется некоторое обеднение летучими веществами туманности, конденсируемого на Венере, Земле и Марсе. Но тепла на этих орбитах было уже явно недостаточно, чтобы диссоциировать силикатные частицы туманности и акклюдируемые на них газы, воду и другие атмосферные элементы. Поэтому в ходе аккреции летучие вещества и

вода оказались в значительном количестве захороненными в недрах указанных планет, что и сыграло большую роль в последующей их эволюции.

На больших удалениях от молодого Солнца, характерных для орбит планет-гигантов (0,7 – 4,5 млрд. км), роль его температурного режима в процессах фракционирования и дифференциации вещества пылегазовой туманности, очевидно, была ничтожной. Например, в сравнении со световым давлением эта дифференциация осуществлялась, главным образом в протопланетных спиралях, исключительно по принципу гравитационного взаимодействия. Низкотемпературные условия предопределили аккрецию огромных объемов свободных и акклюдируемых на пылеватых частицах газов и воды, органических соединений, подобных тем, что отмечены в углистых хондритах. Низкая плотность последних ( $2,2 \text{ г/см}^3$ ), повышенное содержание в них летучих элементов как нельзя лучше согласуются с термодинамической обстановкой на данном участке радиуса Солнечной системы. Хондритовые метеориты должны наиболее полно отражать консолидированную нелетучую часть тела планет-гигантов. Мощная же газовая оболочка этих планет – не только продукт внутренней активности планет-гигантов, но и часть изначально аккрецированных газов, захваченных из протопланетной туманности в конце их формирования. Такой вывод представляется вполне закономерным, если исходить из концепции гравитационного фракционирования вещества туманности как наиболее вероятного и действенного механизма за пределами гравитационного солнечного влияния.

В рассмотренном аспекте представления о преимущественно водородном составе планет-гигантов кажутся не вполне обоснованными. Мощная, толщиной в несколько десятков тысяч километров, атмосфера этих планет делает среднюю плотность их вещества неправдоподобно низкой ( $0,7 - 1,7 \text{ г/см}^3$ ). Однако, если рассчитывать среднюю плотность твердого тела планет без атмосферы, как это было сделано В.В. Кесаревым (1976), то она оказывается такой же, как и у планет так называемой «земной группы».

Итак, особенности процесса планетообразования, происходившего на стадии молодой звезды типа Т-Тельца, были обусловлены неоднородным составом окружающей ее туманности. Она включила реликтовую неоднородность и неоднородность вдоль радиуса туманности, возникшую в процессе формирования протосолнца. Остатки туманности, сохранившейся между орбитами молодых планет после их аккре-



ции, были, по всей вероятности, выметены солнечным ветром в конце стадии Т-Тельца перед окончательным становлением звезды в стационарную с развитой конвективной системой тепломассопереноса.

Теперь вернемся к рассмотрению особенностей процесса аккреции после образования металлического ядра планет.

Высокотемпературные железоникелевые конденсаты сыграли наибольшую роль при формировании основного объема Меркурия. Как было показано В. Латимером, реакция окисления железа в туманности ( $\text{Fe}_3\text{O}_4 + 4\text{H}_2 \Leftrightarrow 3\text{Fe} + 4\text{H}_2\text{O}$ ) протекает справа налево при температуре ниже 400 К и слева направо – при температуре 1120 К. Реакция  $\text{FeO} + \text{H}_2 \Leftrightarrow \text{Fe} + \text{H}_2\text{O}$  идет справа налево при температуре 500 К и ниже. Это объясняет наблюдаемый факт, что большая часть тела Меркурия сложена веществом, близким по своим физическим свойствам железоникелевому составу. Лишь верхняя, небольшая по мощности, оболочка планеты была сформирована силикатной фракцией туманности.

В условиях нестационарной и негорячей молодой звезды на орбитах Венеры, Земли и Марса должна была происходить аккреция низкотемпературной фракции пылегазовых конденсатов (во всяком случае ниже 300 – 400 К). При этом, как известно, должны широко протекать реакции гидратации железисто-магнезиальных силикатов, т.е. взаимодействие с парами воды (Войткевич, 1979). Эти адсорбенты содержали не только молекулы воды, но и инертные газы, органическое вещество. Поглощенные пылевой фазой, они аккрецировали на поверхность металлического ядра указанных планет. Следует заметить, что вращение спирали с металлическим зародышем не должно быть слишком большим. В противном случае центробежные силы, уравновешивая силы гравитационного притяжения, помешали бы конденсации масс, т.е. необходимо соблюдение неравенства Пуанкаре:  $\omega^2 < 2\pi G\rho$ , где  $\omega$  – угловая скорость вращения тела;  $\rho$  – его средняя плотность. Согласно расчетам Д. Латимера, использовавшего закон Стокса,

$$V = 2r / (\rho - \rho_m)G / g\eta,$$

где  $r$  – радиус частицы,  $\rho$  – плотность частицы,  $\rho_m$  – плотность среды,  $g$  – ускорение силы тяжести,  $\eta$  – коэффициент вязкости. Вследствие большей плотности железоникелевых частиц ( $8 \text{ г/см}^3$ ) в сравнении с силикатными ( $2,2 - 2,5 \text{ г/см}^3$ ) их скорость падения будет в два-три раза выше, чем силикатных. С ростом радиуса частиц эта разница возрастает на несколько порядков. Поэтому после образования железоникеле-

вого ядра процесс гравитационного захвата силикатных частиц неизбежно принял лавинообразный характер. Первоначально он сопровождался выделением большой кинетической энергии от соударения крупных фрагментов с поверхностью растущего зародыша. По мере вычерпывания материнского облака в протопланетном витке спирали размеры падающих частиц и их масса постепенно уменьшались.

Вместе с этим уменьшались и кинетическая энергия падения захватываемых частиц. Поэтому верхние слои молодой планеты формировались холодными, но внутри оболочки, начиная от поверхности металлического ядра, должен был сформироваться горячий расплав.

Таким образом, прообраз оболочечного строения Земли и планет возник в ходе аккреции неоднородного материала облегающей молодое Солнце туманности. Твердое металлическое ядро, холодная внешняя силикатная оболочка и между ними, как в термосе, расплав внешнего ядра – вот итог процесса планетообразования в Солнечной системе. Существенное добавление: в состав молодых планет и, конечно, Земли могли входить изотопы с периодом полураспада 1 – 100 млн. лет (Войткевич, 1979). К ним относятся в первую очередь  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{40}\text{Be}$ ,  $^{92}\text{Nb}$  и др., изотопные аномалии продуктов распада которых –  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{92}\text{Zr}$  и др. – найдены в земной коре, породах Луны, в метеоритах. Дополнительным доказательством этого являются многочисленные геологические свидетельства о раннем (3,5 млрд. лет назад) крупномасштабном образовании изверженных гранитоидов, базальтов, формировании различных метаморфических пород. До того как в полную меру заработал механизм термодинамического разложения протовещества в зоне внешнего ядра (Орлёнок, 1985), высокая концентрация короткоживущих изотопов указанных элементов могла быть причиной раннего расплава вещества в верхах оболочки. Это, возможно, и явилось источником образования гранитометаморфической коры в первые 1,5 млрд. лет жизни планеты. С вымиранием указанных изотопов основным механизмом эволюции становятся процессы переработки протовещества (например, при взаимодействии дигидритов и пероксидов металлов:  $\text{MeH}_2 + \text{MeO} \rightarrow \text{Me} + \text{MeO} + \text{H}_2\text{O}$ ), а также распада дигидритов металлов ( $\text{MeH}_2 \rightarrow \text{Me} + \text{H}_2$ ), термодинамически обусловленные на уровне внешнего ядра (Орлёнок, 1985).

В результате указанных процессов были сформированы – как вторичные – зоны астеносферы, гидросферы и атмосфера планеты, ее земная кора.

## **Глава XVI. ГЕОГРАФИЧЕСКАЯ ОБОЛОЧКА В ПРОСТРАНСТВЕ И ВРЕМЕНИ**

### **§1. Планетарный аспект эволюции географической оболочки**

В заключение вернемся к земным географическим проблемам. Географическая оболочка – это область взаимодействия внутрипланетарных (эндогенных) и внешних (экзогенных) космических процессов, которые осуществляются при активном участии органического вещества. Отсюда границы географической оболочки должны определяться условиями, при которых возможно существование белковых тел, составляющих основу жизни на Земле. Нижняя граница регламентируется изотермой 100°C, т.е. располагается на глубине порядка 10 км; верхняя – на высоте 10 – 15 км, под озоновым слоем, экранирующим ультрафиолетовое излучение Солнца, губительное для живого вещества.

Таким образом, толщина географической оболочки составляет 20 – 25 км и включает верхи земной коры, гидросферу, атмосферу и насыщающее их органическое вещество.

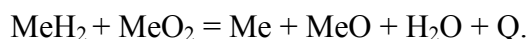
Особенности эволюции географической оболочки определяются в первую очередь темпами накопления свободной воды на поверхности планеты. Именно здесь, в пограничной области, процессы взаимодействия идут наиболее активно, создавая многообразие форм рельефа земной поверхности, очертаний континентальных, морских и океанических областей, разнообразие органического мира, наземных и подводных ландшафтов.

Динамика географической оболочки всецело зависит от энергетики земных недр в зоне внешнего ядра и астеносферы и от энергетики Солнца. Определенную роль играют также приливные взаимодействия системы Земля – Луна.

Проекция внутрипланетарных процессов на земную поверхность и последующее взаимодействие их с солнечным излучением в конечном счете отражается в формировании главных компонентов географической оболочки верхов земной коры, рельефа, гидросферы, атмосферы и биосферы. Следовательно, для выявления закономерностей ее эволюции необходимо исследовать динамику эндогенного режима планеты, эволюции магматизма, свободной воды атмосферы и рельефа земной поверхности. С появлением воды создаются предпосылки для формирования кислородной атмосферы Земли и развитой биосферы.

Современное состояние географической оболочки – результат ее длительной эволюции, начавшейся с возникновения планеты Земля. Правильное понимание процессов и явлений различного пространственно-временного масштаба, протекающих в географической оболочке, требует по меньшей мере многоуровневого их рассмотрения, начиная с глобального – общепланетарного. Вместе с тем исследование процессов такого масштаба до последнего времени считалось прерогативой геологических наук. В общегеографическом синтезе информация этого уровня практически не использовалась, а если и привлекалась, то довольно пассивно и ограниченно. Однако отраслевое подразделение естественных наук достаточно условно и не имеет четких границ. Объект исследований у них общий – Земля и ее космическое окружение.

Как было показано выше, характер эволюции космического объекта зависит от его первоначальной массы. Особенности термодинамики объектов с массой менее  $10^{30}$  г определяют планетный тип эволюции протовещества, для которого характерно развитие термохимических реакций взаимодействия дигидритов и пероксидов металлов:



В результате термохимических реакций, идущих в зоне внешнего ядра Земли, образуются металлы, их окислы, летучие и вода. Легкие продукты реакций и избытки тепла диффундируют под подошву каменной оболочки – перисферы. Из-за более низкой теплопроводности последней они не сразу прорвутся на поверхность планеты, а, скапливаясь под подошвой перисферы, формируют зону вторичного разогрева верхней мантии – астеносферу. Периодическая разгрузка астеносферы от избытков магматического материала, летучих и тепла в результате вулканизма сопровождается формированием в ней разуплотненного пространства. Вышележащая каменная оболочка перисферы, следуя уменьшающемуся объему, пассивно проседает над этими областями, образуя отрицательные формы рельефа на поверхности Земли. Области, где такого проседания не происходит, сохраняются в виде остаточных возвышенностей (см. рис. 89, с. 317). Все это подтверждается приуроченностью траптовых провинций континентов к синеклизам платформ, тесной связью массовых платобазальтовых излияний с образованием океанических впадин в кайнозое (Орлёнок, 1985). Уменьшение объема Земли за счет уплотнения протовещества, диссипации водорода, других газов и продуктов диссоциации воды сопро-

вождается сокращением радиуса планеты и площади ее поверхности. Согласно нашим расчетам, убыль массы за всю историю Земли составила примерно  $4,2 \cdot 10^{25}$  г, что соответствует сокращению объема на  $4,0 \cdot 10^{26}$  см<sup>3</sup> и радиуса – на 630 км. Таким образом, рельеф Земли отображает прежде всего уровни различного опускания сферы в ходе общей контракции. Этот процесс неравномерен как в пространстве, так и во времени. Неравномерные вдоль радиуса опускания сферы ведут к образованию разновысотных поверхностей выравнивания.

Иными словами, сокращение поверхности сжимающейся сферы достигается не всеобщим пликативным сжатием ее каменной оболочки, как это предполагалось Эли де Бомоном и Э. Зюссом, исходившими из модели первоначально огненно-жидкой Земли, а опусканием на разные уровни отдельных ее блоков. И в этом главное отличие «холодной» контракции от классической контракции Зюсса помимо ее исходной посылки. Огибающая этих дискретных поверхностей равна по площади начальной поверхности Земли.

Сокращение поверхности Земли вследствие уменьшения ее объема и прогрессирующего уменьшения радиуса ведет к увеличению контрастности и глубины расчлененности рельефа твердой перисферы. Следовательно, размах амплитуды дифференцированности рельефа планеты прямо пропорционален ее возрасту и внутренней активности и обратно пропорционален экзогенному фактору, характеризующему интенсивность разрушения рельефа, что в конечном итоге определяется наличием или отсутствием свободной воды на поверхности планеты. Океанические впадины и континентальные блоки – это наивысшие гармоник контракции, образовавшиеся в ходе глобального сжатия сферы, каменная оболочка которой – перисфера, – проседая над разуплотненными пространствами астеносферы, пассивно приспособливается к уменьшающемуся объему шара. Впадины и возвышенности в пределах этих главных геотектур – гармоник сжатия более высокого порядка, наложившиеся в более поздние этапы развития Земли в ходе ее контракции.

Следы контрактционной эволюции можно наблюдать и на других планетах и звездах. Многократное гравитационное коллапсирование массивных звезд по мере выработки термоядерного горючего считается основой современной теории их эволюции. Энергетику горизонтальных движений в условиях Земли теоретики неомобилизма ищут в механизме мантийной конвекции. В условиях звезды такой механизм подтверждается наблюдениями и обоснован теоретически. На холод-

ной и неоднородной планете, где преобладают гравитационные силы сжатия, существование такого механизма постулируется. Однако надежные доказательства его существования вряд ли могут быть найдены. Термодинамические условия на планетах и звездах различны, отсюда различна и динамика их внешних оболочек. Мобильность плазменной оболочки предопределена необходимостью переноса избытка тепла из недр звезды. Горизонтальная мобильность каменной оболочки планеты в условиях отсутствия сплошного атмосферного слоя не имеет удовлетворительного энергетического объяснения.

Когда и как образовалась земная гидросфера, и каковы пути ее дальнейшей эволюции? Это оставалось вне внимания исследователей. Вместе с тем вода – главнейший итог эволюции протовещества. Ее постепенное (до рубежа между мезозойской и кайнозойской эрами) накопление на поверхности планеты сопровождалось вулканизмом и разноамплитудными нисходящими движениями перисферы. Это в свою очередь определило ход эволюции газовой оболочки, рельефа, соотношение площади и конфигурации суши и моря, а с ними и условий седиментации, климата и жизни. Иными словами, вырабатываемая планетой и выносимая на поверхность свободная вода, по существу, обусловила ход эволюции географической оболочки. Без нее облик Земли, ее ландшафты, климат, органический мир были бы совершенно иными. Прообраз такой Земли легко угадывается на безводной и безжизненной поверхности Венеры, отчасти Луны и Марса.

Рубеж мезозоя и кайнозоя характеризуется ускорением выноса свободной воды на поверхность Земли в результате спонтанной дегидратации протовещества (Орлёнок, 1983, 1985). Внешним проявлением этого процесса явилась океанизация Земли. Это общепланетарный процесс, включающий дегидратацию, массовый вулканизм и опускание обширных сегментов перисферы. Стадия океанизации наступает в финале эволюции протопланетного вещества, а общая длительность этого процесса в условиях Земли определяется в 140 – 160 млн. лет.

В ходе океанизации происходит формирование континентальных массивов, постепенное увеличение контрастности их рельефа. Скорость и объемы перемещения протовещества из астеносферы на поверхность Земли и последующая их дезинтеграция и размыв в период океанизации, по-видимому, были значительно выше, чем в доокеаническую эпоху.

Для предшествовавших этапов эволюции были характерны лишь более или менее равномерно распределенные по земной поверхности

мелководные морские бассейны. Это подтверждается преимущественно мелководным обликом осадков палеозоя и мезозоя в пределах континентальных блоков, отсутствием широтной дифференциации климата и относительно слабой расчлененностью рельефа. В таких условиях темпы эволюции географической оболочки, включая накопление, перемещение и денудацию выносимого из астеносферы материала, были по меньшей мере на порядок менее интенсивными, чем в эпоху океанизации.

Современные темпы денудации земной поверхности, оцениваемые по объему и массе твердого стока, соответствуют толщине срезаемых пород примерно  $0,8 \text{ км}/10^7 \text{ лет}$ . Они сохранились в среднем такими лишь в последние 60 – 70 млн. лет, т.е. после начала образования океанических бассейнов и обособления современных континентов. Ускорение процессов денудации вызывалось увеличением амплитуды рельефа и понижением базиса эрозии. Следовательно за  $60\text{--}70 \cdot 10^6 \text{ лет}$  мощность переработанной коры составила примерно 5 – 6 км.

В раннем фанерозое и докембрии скорость денудации слабо расчлененной земной поверхности была, вероятно, на порядок ниже, т.е. за  $3,9 \cdot 10^9 \text{ лет}$  мощность переработанной коры составила примерно 31 км. Общая мощность дезинтегрированных и окисленных пород за  $4 \cdot 10^9 \text{ лет}$  составила 35 – 37 км. Полученная оценка, хотя и весьма приближительна, сопоставима со средней мощностью земной коры, равной 33 км. Можно предположить, что граница Мохоровичича в ряде случаев представляет погребенную поверхность протопланеты, сложенную веществом возраста более  $4 \cdot 10^9 \text{ лет}$ . Вся вышележащая толща сформирована вулканическим материалом, переброшенным из астеносферы на поверхность планеты. Дезинтеграция, окисление и горизонтальный перенос этого материала при взаимодействии с солнечным теплом, водой и биосферой совместно с процессами метаморфизма в ходе нисходящей ундуляции перисферы и создали наблюдаемое многообразие форм и состава земной коры – важнейшего элемента географической оболочки.

Важнейшим показателем внутренней активности планеты и эволюции географической оболочки является земная гидросфера. Длительное время существовали представления о постоянстве ее объема или небольших и равномерных поступлениях за геологическое время. Однако количественные оценки эндогенных поступлений и фотолитических потерь земной гидросферы показали, что до рубежа мезозоя и кайнозоя скорость выноса свободной воды на поверхность Земли была на порядок ниже, чем в последние 70 млн. лет.

До юры она составляла порядка 0,01 мм/100 лет и в кайнозой более 0,1 мм/1000 лет, причем в последние 1 – 2 млн. лет достигла наивысшего значения – 0,6 мм/1000 лет (Орлёнок, 1985). Зная общую массу вулканического материала, можно определить количество воды, принесенное вулканами на земную поверхность за  $4 \cdot 10^9$  лет геологической активности. Поскольку переработке подвергалось протовещество, в котором содержится в среднем 5% воды, от общей массы вулканического материала –  $3,6 \cdot 10^{25}$  г – это составит  $1,8 \cdot 10^{24}$  г. Потери на фотолитиз за это время при средней скорости  $7,0 \cdot 10^{15}$  г/год составили бы  $2,8 \cdot 10^{24}$  г. Но это при условии, что площадь зеркала морей и проокеана была соизмерима с современной. Однако это почти в 2 раза превышает общую массу воды, переброшенной на поверхность Земли за время ее геологической активности. Отсюда мы получаем еще одно независимое свидетельство, что в докайнозойское время Мирового океана современных размеров не существовало на поверхности планеты, а общая площадь морских бассейнов была более чем на порядок меньше современной общей площади зеркала вод морей и океана. Только при таком соотношении суши и моря приведенное значение фотолитических потерь (которые зависят в первую очередь от площади поверхности испарения) должно быть уменьшена на порядок  $\sim 1,8 \cdot 10^{23}$  г. Современный Мировой океан содержит воды  $1,6 \cdot 10^{24}$  г. Общая масса вынесенной на земную поверхность воды оценивается величиной  $4,2 \cdot 10^{24}$  г. Часть воды поступила невулканическим путем (по глубинным разломам, сольфатарам, фумаролам, ювенильные воды). За последние 70 млн. лет темпы выноса воды возросли более чем на порядок и составили  $2,2 \cdot 10^{24}$  г. Таким образом, почти половина выработанной планетой воды поступила на земную поверхность за период океанизации, т.е. за последние 60 млн лет.

Отсюда видно, что Мировой океан – молодое геологическое образование преимущественно кайнозойского возраста. Никогда ранее на Земле не было подобного глубоководного и обширного резервуара свободной воды. Тщетно искать следы древних океанов на современной суше – их там никогда не было. Об этом свидетельствует и преимущественно мелководный облик осадков палеозоя и мезозоя континентальных платформ и океанических котловин.

Расчеты показывают, что Земля еще в состоянии произвести около полутора объема вод Мирового океана. При сохранении современных



темпов дегидратации это займет еще примерно 60 – 70 млн. лет, после чего ресурсы протовещества будут выработаны и поступление воды на поверхность полностью прекратится. При отрицательном балансе водных поступлений и современных темпах фотолиза планета может полностью потерять водную оболочку через 25 – 30 млн. лет.

Каковы прогнозы на более близкую перспективу?

При наблюдаемых темпах поступления эндогенной воды 0,6 мм в 1000 лет через 10 тыс. лет уровень океана поднимается на 6 м. Это неизбежно будет сопровождаться ускорением таяния полярных ледников Гренландии и Антарктиды. Их исчезновение повысит уровень в ближайшие тысячелетия еще на 63 м, что приведет к затоплению всей низменной суши, треть которой лежит на отметке ниже 100 м. Через 100 тыс. лет уровень моря поднимется еще на 60 м и достигнет +120 – 130 м.

Под водой окажутся все равнины Земли. В дальнейшем подъем уровня воды замедлится, пока темпы фотолитических потерь не превысят темпы эндогенных поступлений. Согласно нашим расчетам, максимум океанизация достигнет в ближайшую сотню тысяч лет, а затем начнется падение уровня океана. Таким образом, океанизация – это финал эволюции планетного вещества, а продолжительность его в условиях Земли составляет 120 – 140 млн. лет.

Анализ эволюции географической оболочки будет неполным, если не рассмотреть еще один ее компонент – атмосферу. Как и гидросфера, газовая оболочка Земли формировалась за счет дегазации и вулканизма из зоны астеносферы. В связи с этим следовало бы ожидать, что ее состав будет близок составу глубинных газов, т.е. она должна содержать  $H_2$ ,  $CH_4$ ,  $NH_3$ ,  $H_2S$ ,  $CO_2$  и др. Вероятно, такой состав был в глубоком докембрии. С началом фотолиза паров выносимой воды в атмосфере образовались атомы водорода и свободный молекулярный кислород. Свободные атомы водорода поднимались в верхние зоны атмосферы и диссипировали в космос. Молекулы кислорода достаточно велики, чтобы диссипировать, поэтому, опускаясь в нижние зоны атмосферы, они становятся ее важнейшим компонентом. Постепенно накапливаясь, кислород положил начало химическим процессам в земной атмосфере. Благодаря химической активности кислорода в первичной атмосфере начались процессы окисления глубинных газов. Образовавшиеся при этом окислы выпадали в осадок. При этом часть газов, в том числе и метана, осталась в коллекторах земной коры, дав начало глубинным залежам нефти и газа.

Фотолитическое образование кислорода атмосферы было основным процессом в начале эволюции Земли. По мере очищения от глубинных газов формировалась вторичная атмосфера на основе углекислоты и двуокиси азота, создавались условия для появления фотосинтезирующих сине-зеленых водорослей и бактерий. С их появлением процесс насыщения атмосферы кислородом значительно ускорился. При ассимиляции углекислоты зелеными растениями образовывался кислород, а почвенными бактериями – азот.

По мере накопления свободной воды на поверхности Земли и появления многочисленных морских бассейнов происходит связывание  $\text{CO}_2$  атмосферы и химическое осаждение доломитов. Повсеместное интенсивное химическое доломитообразование, по Н.М. Страхову (1962), завершается в палеозое и замещается биогенным. Следовательно, в палеозое происходит постепенное уменьшение содержания  $\text{CO}_2$  в атмосфере и щелочного резерва в морских водах.

Неустойчивая вторичная атмосфера в конце палеозоя переходит в третичную, состоящую из смеси свободного азота и кислорода, причем количество кислорода продолжало накапливаться и в последующее время. Степень устойчивости этой современной атмосферы определяется массой планеты и характером ее взаимодействия с жестким солнечным излучением.

Земля непрерывно теряет газы с молекулярным весом менее 4, т.е. водород и гелий. Время полной диссипации атмосферного водорода при температуре газовой оболочки 1600 К составляет всего 4 года, гелия – 1,8 млн. лет, кислорода –  $10^{29}$  лет. Следовательно, постоянное присутствие в атмосфере водорода и гелия свидетельствует о непрерывном пополнении ее этими элементами за счет глубинных газов. Диссипация начинается с высоты наибольшего разряжения атмосферы, т.е. примерно с 500 км. Этот факт подтверждает действенность механизма фотолиза и эффективную потерю массы Землей (Ермолаев, 1975).

Таким образом, эволюция химического состава атмосферы происходила в тесной взаимосвязи с темпами накопления свободной воды на поверхности Земли и формированием морских седиментационных бассейнов. Вплоть до середины палеозоя (карбона), когда наземная растительность распространилась повсеместно, атмосферный кислород накапливался преимущественно фотолитическим путем. Начиная с карбона этот процесс усилился за счет фотосинтеза.

Изменение органического мира мезозоя и кайнозоя, по-видимому, обусловлено в немалой степени «кислородизацией» атмосферы.

В ходе эволюции географическая оболочка осваивалась и насыщалась органическим веществом. Адаптируясь к изменяющимся условиям, биосфера прошла длинный путь от простейших одноклеточных до сложных многофункциональных органических систем, венцом которых около 50 тыс. лет назад стал *homo sapiens*. «Человек, как всякое живое вещество, есть функция биосферы, – писал В.И. Вернадский, – а взрыв научной мысли в 20-м столетии был подготовлен всем прошлым земной биосферы». Постепенная цивилизация человечества явилась не чем иным, как формой организации этой новой геологической силы на поверхности Земли.

*Homo sapiens* как активный фактор географической оболочки в отличие от остальной существующей с ним биосферы характеризуется наличием разума, а с точки зрения экологии разум – это высшая способность целесообразно реагировать на изменение внешних условий.

Из проведенного анализа также видно, что современный баланс суши и моря оказывается величиной непостоянной. Становится также понятным, что зарождение и развитие земной цивилизации пришлось на лучшую пору эволюции географической оболочки в смысле сбалансированности суши и моря, климатических условий, органического мира и т.д. Однако уже в ближайшие столетия цивилизации придется вести трудную борьбу с наступлением океана, приспосабливаться к новым условиям существования. Многие страны Средиземноморья и Европы начиная с XII века уже ведут эту борьбу, возводя дамбы и плотины на морском побережье и в устьях рек.

Будущее Земли в значительной мере зависит от ее внутренних ресурсов. А эти ресурсы, как мы видели, еще достаточно велики.

## **§2. Проблема времени и пространства в Метагалактике**

Хронология событий в геологической истории Земли исчисляется на основе двух циклических уровней – суточного вращения Земли вокруг своей оси и ее годичного обращения вокруг Солнца. В науках о Земле время выступает как мера последовательных и необратимых изменений природной среды в ходе геологической истории. В теоретической физике время рассматривается как мера скорости движения релятивистских частиц.

Между пространством и временем в релятивистской механике существует связь, в которой время вместе со скоростью света определяет меру пространства:

$$c\Delta t = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2} .$$

Изучение биологических систем позволило (Копылов, 1991) представить время как удельную плотность энергии. Эта идея, на наш взгляд, очень плодотворна. Отсюда, в частности, следует, что в зависимости от энергонасыщенности систем ход времени в них будет меняться. Настоящий параграф посвящен дальнейшему развитию этой идеи. Впервые дано уравнение времени. Его анализ позволяет углубить представления о физической сущности времени и с новых позиций критически оценить возраст Земли и Солнечной системы, границы Метагалактики (Орлёнок, 1999).

### *Уравнение времени*

Выше было показано, что мир вокруг нас это – прежде всего мир физических явлений и объектов – разнообразных масс и энергетических полей. Ядра, атомы, молекулы – это элементы вещества. Их объединения создают макротела от небольших размеров – метеоритов, комет, астероидов, планет – до гигантских астрономических масс звезд и их скоплений. Наблюдаемое многообразие масс существует благодаря энергетическим полям взаимодействия между микрочастицами вещества и между макрообъектами. Если бы такого взаимодействия не существовало, то мир вокруг нас пребывал бы в рассыпанном на элементы состоянии.

Сильные внутриядерные взаимодействия связывают системы протонов и нейтронов. Электромагнитные взаимодействия связывают внутриатомные ядра и электроны, а также обеспечивают связи в молекулах и макротелах. И, наконец, гравитационное взаимодействие обеспечивает связку планет и массивной звезды в Солнечной системе. Оно же определяет конфигурацию и взаимодействие звездных скоплений в Галактике и в более крупных ассоциациях вещества Вселенной. Иными словами, все многообразие мира обусловлено разнообразием масс вещества.

Между элементарной частицей и каменной глыбой, между планетой и звездой, оказывается, лежит не пропасть, а лишь различие масс, которые создают разные по уровню и качеству взаимодействия внутри материальных систем. Чаще всего мы видим лишь результат этого процесса и по нему восстанавливаем весь путь эволюции объекта.

В неорганическом мире именно масса вещества определяет его энергонасыщенность. В органических и социальных системах действуют иные законы, хотя роль масс по-прежнему велика.

Таким образом, расширяя и углубляя физические представления о времени, мы можем рассматривать его *как меру последовательности взаимодействий, происходящих на различных уровнях организации материи.*

Взаимодействия – это по существу физико-химические процессы, которые идут в неравновесных системах до того момента, когда энергия взаимодействий будет исчерпана и система перейдет в класс объектов «вечного Мира», то есть скорость течения процессов в системе не будет отличаться от той, что существует и существовала в межгалактическом пространстве вне астрономических масс до появления данной системы. Эти процессы реализуются в форме известных четырех фундаментальных взаимодействий – гравитационного, электромагнитного, сильного и слабого. В основе жизнедеятельности биологических систем функционируют те же фундаментальные взаимодействия, к которым добавляется информационное, записанное в генетическом коде биосистем (Копылов, 1991). Из приведенного следует: чем больше энергия системы, тем больше число взаимодействий в ней происходит. Иными словами, неравновесная система имеет различный масштаб времени, который тем больше, чем выше энергия системы. Резюмируя сказанное, дадим определение времени.

*Время – это мера внутриобусловленной последовательности взаимодействий, реализуемых на различных уровнях организации материального мира – от микромира до планетарного, космического, включая биологические и социальные системы.* На основании сказанного время можно представить в виде уравнения:

$$t = t_0 \exp(E / E_0 - 1), \quad (\text{XVI.1})$$

где  $t_0$  – Мировое время,  $E_0$  – Мировая энергия межгалактического пространства. Течение времени для различных структурных уровней материального мира будет разным. Это, в частности, следует и из продолжительности и радиуса действия четырех фундаментальных взаимодействий, характерных для микромира, макромира и межгалактического пространства. Геологические, планетарные, звездные формы взаимодействия нельзя рассматривать как что-то принципиально отличное от известных фундаментальных (Орлёнок, 1991). Они суть комбинации этих видов. Пространство и время каждого уровня определяются всеми взаимодействиями данного уровня и связаны с взаимодействиями соседних уровней. Они – суть и часть общей системы

взаимодействия. Из приведенного следует: если энергия системы  $E$  много больше энергии Мирового пространства  $E_0$ :

$$E \gg E_0, \quad (\text{XVI.2})$$

то масштаб времени системы становится большим. В такой энергонасыщенной системе в единицу времени происходит больше событий, чем в Мировом пространстве. Если энергия системы уменьшается и становится равной энергии Мирового пространства:

$$E = E_0, \quad (\text{XVI.3})$$

то масштаб времени  $t$  системы становится равным масштабу времени Мирового пространства  $t_0$ :

$$t = t_0 \exp(1 - 1) = t_0. \quad (\text{XVI.4})$$

Иными словами, скорость взаимодействий в системе становится такой же, как и в Мировом пространстве вне больших астрономических масс.

### *Мировое время и Мировое пространство*

Что представляет собой Мировое время в свете данного определения физической сущности времени? Мировое время характеризует меру последовательности взаимодействий материи в межгалактическом пространстве, т.е. в пространстве вне астрономических масс. Поскольку радиус гравитационного взаимодействия равен

$$c/H = 1,906 \cdot 10^{28} \text{ см}, \quad (\text{XVI.5})$$

где  $H$  – постоянная Хаббла, Мировое пространство заполнено гравитационными полями. Кроме того, оно пронизывается фотонами света и реликтового излучения, т.е. электромагнитными полями, а также атомами простейших элементов, плотность которых в межзвездной среде составляет  $10^{-7}$  частиц на  $\text{м}^3$ , при средней плотности вдаль от туманностей  $\rho_{cp} = 0,89 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$  (Новиков, 1990). Отсюда ненулевая плотность энергии микроволнового фона:

$$E = 4,624 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^3.$$

Его температура составляет 2,74 К при средней температуре межзвездной среды

$$T_{cp} = 5,48 \text{ К}.$$

Если следовать термодинамическому определению физического смысла абсолютного нуля Кельвина (Базаров, 1991), то это – температура при нулевом парциальном давлении газа. С другой стороны, температура пропорциональна частоте колебания атомов или молекул относительно своего положения равновесия:

$$T \sim f.$$

Следовательно, абсолютный нуль термодинамической шкалы должен соответствовать состоянию покоя атомов любого, в том числе межзвездного, вещества, когда частота колебаний равна нулю (Орлёнок, 1991). Но, согласно третьему началу термодинамики, невозможно осуществить процесс, позволяющий охладить тело до абсолютного нуля. Поскольку межгалактическое пространство пронизывается фотонами, гравитационными полями, которые взаимодействуют с очень разреженным (в нашем нерелятивистском понимании) веществом с конечной плотностью, то физический смысл недостижимости абсолютного нуля в межгалактическом пространстве становится понятным. Вещество даже в «абсолютном пространстве» претерпевает определенный уровень взаимодействий. Этот уровень чрезвычайно низок, поэтому абсолютное время должно характеризоваться чрезвычайно малым масштабом: миллион лет в масштабе абсолютного времени – это миг. В энергонасыщенных системах, и тем более в биологических системах, на уровне микромира секунда может иметь такой же масштаб как, например, миллиард лет в абсолютном времени.

### *Зависимость времени от энтропии и энтальпии систем*

Следовательно, существует прямая зависимость масштаба времени от энтропии  $S$  системы. Чем ниже энтропия, т.е. чем выше уровень взаимодействия в системе, тем значительнее ее временной масштаб, и наоборот: с ростом энтропии в умирающих системах масштаб времени уменьшается и приближается к бесконечно малому. Система «садится» на Мировое время, которое для нее, в сущности, как бы перестает существовать (рис. 113)

$$t_{\text{сум.}} \sim 1 \mid s. \quad (\text{XVI.6})$$

Возвращаясь к уравнению времени системы, мы теперь видим, что энергия системы не может быть равна нулю. Такие системы не могут

существовать в абсолютном пространстве. Энергия может быть больше или равна Мировой энергии:  $E \geq E_0$ .

Рис. 113. Уравнение времени:  $t_0$  – Мировое время;  $t_s$  – масштаб сингулярного времени в момент Большого взрыва

Меньше энергии Мирового пространства она быть не может, ибо становится частью его после перехода в равновесное состояние. Таким образом, при  $E = E_0$ ,  $t = t_0$ .

График изменения масштаба времени системы приведен на рис.113. В качестве верхнего предела энергии следует принять энергию  $E$  сингулярной массы до момента Большого взрыва. Тогда  $t$  будет характеризовать предельно максимальный масштаб времени взаимодействия на уровне сингулярной массы. Таким образом:

$$\begin{aligned} t_0 \leq t \leq t_s, \\ E_0 \leq E \leq E_s, \end{aligned} \tag{XVI.7}$$

при  $E = E_s$

$$t_s = t_0 \exp(E_s/E_0 - 1). \tag{XVI.8}$$

Это уравнения, характеризующие масштаб времени сингулярной массы.

Как известно, энтропия макросостояния системы определяется числом реализуемых его микросостояний, т.е. микровзаимодейст-



вий. При релятивистском обобщении термодинамики необходимо использовать не энтропию, а энтальпию  $H$  системы, где вместо объема  $V$  берется давление  $P$ :

$$H = H/S, P, N \text{ (где } N \text{ – число частиц),} \quad (\text{XVI.9})$$

чтобы исключить термодинамические потенциалы, не отвечающие Лоренц-преобразованиям (Базаров, 1991). Тем не менее на качественном уровне все рассуждения, высказанные выше относительно энтропии, верны и для энтальпии системы. Масштаб времени взаимодействующей системы определяется ее энтальпией:

$$t \sim 1/H, \quad (\text{XVI.10})$$

где энтальпия  $H$  – тепловая функция. Для 1 моль идеального газа –

$$H = E + PV, \text{ где } PV = RT.$$

Здесь  $R = 8,3 \text{ Дж.моль}^{-1} \text{ К}^{-1}$  – газовая постоянная,  $T$  – температура среды,  $K$  – градусы Кельвина. Следовательно,

$$H = E + RT,$$

т.е. с точностью до постоянной  $RT$  энтальпия системы  $H$  определяется ее энергией  $E$ .

И. Кант не представлял материю без пространства, но пространство без материи он допускал: «...никоим образом нельзя себе представить, что нет никакого пространства, но легко себе представить, что в нем нет никаких предметов». Кант исходил в своем заключении из чувственного восприятия мира. В его время еще не знали о существовании физических полей, атомов и частиц, которыми буквально заполнено Мировое пространство за пределами островков астрономических масс различного структурного уровня. Однако Эйнштейн строил общую теорию относительности опираясь на известные уже данные о гравитационных и электромагнитных полях. И тем не менее он, как и Кант, не придавал первостепенного значения материальным системам, распределенным в пространстве, отдавая предпочтение пространственно-временной метрике. Первичным в ОТО является не материя, а пространство-время.

Сегодня становится понятным, что общими физическими инвариантами являются движение и три его составляющие – масса, пространство и время (Вейник, 1968). Иерархическая структура на мегауровне простирается от микромира (элементарные частицы, атомы, молекулы)

до макромира (планеты, астероиды, биосистемы) и далее до мегамира (звезды, шаровые скопления, галактики, метagalактики). Каждый этот уровень обладает различной энергонасыщенностью, и следовательно, время внутри каждой системы течет с различной скоростью. Однако сторонний наблюдатель, находящийся вне такой системы, не может отличить это различие от масштаба времени, характерного для системы, в которой находится сам наблюдатель. Наблюдатель же, находящийся внутри системы, живет масштабом времени данной системы. Переноса этот закон на социальный уровень организации мира, мы неизбежно приходим к заключению: надо быть членом общества, чтобы понять его.

### *Масштаб времени биосистем*

Энергетика биосистем, как и в неживой материи, обнаруживает связь с массой. Однако эта зависимость чаще всего находится в обратном соотношении. Энергооснащенность малых органических систем выше, чем больших, массивных. Она всецело определяет интенсивность взаимодействий внутри организма, т.е. интенсивность обмена веществ. Обычно у крупных особей этот процесс идет в замедленном режиме по сравнению с мелкими (слон и бабочка-однодневка). Отсюда масштаб времени таких биосистем будет различен. Он зависит от интенсивности обмена веществ, т.е. от количества событий, происходящих в единицу времени. Та же бабочка за сутки проживает полный цикл жизни, как слон за свои 40 лет. Повышенная энергетика в детстве и юности человека воплощается в его представлении очень долгого года, длинного лета и т.д. В старости с уменьшением скорости обмена веществ и, следовательно, затуханием энергооснащенности организма время в сознании человека сжимается и становится короче, т.е. его масштаб уменьшается, при  $E_{сум.} \rightarrow E_0$ ,  $t_{сум.} \rightarrow t_0$ , как это следует из уравнения времени  $t = t_0 \exp(E/E_0 - 1)$ . Таким образом, продление жизни – это не только возрастная категория. Можно увеличивать масштаб времени текущей жизни путем ускорения обмена веществ (медицинский путь) или увеличением числа событий в суточном, месячном, годовом ритме человеческой активности (социальный путь). Иными словами, человек, проводящий многие часы лежа на диване, объективно живет меньше человека путешествующего, занимающегося спортом, т.е. активного в обществе и пространстве.

### ***Масштаб времени социальных систем***

Социальные системы состоят из индивидуальных биосистем homo sapiens. Поведенческие особенности каждого индивидуума всецело определяются его способностями адаптации к данной природной среде и тому социуму, в котором он находится.

Поэтому энергетика социальной системы зависит от количества «энергичных» индивидуумов в ней (пассионариев – по Гумилеву), природных и внешних условий (воздействия иных социумов).

Суровая природа требует большей затраты энергии индивидуумов для их существования. И наоборот: благоприятные в географическом отношении природные условия требуют для этого меньшей затраты энергии. Следовательно, внутренний энергетический потенциал такого социума будет выше, чем социума, занятого проблемами собственного выживания. Третьим фактором, влияющим на энергетику социальной системы, является воздействие других систем (внешний фактор).

Это воздействие может стимулировать повышение энергетики социума (его сплочение), но может и подавить, уменьшить ее, разрушив связи между группами и членами сообщества.

Таким образом, воздействуя на те или иные элементы, определяющие энергонасыщенность социальной системы, можно приводить ее в то или иное состояние.

В условиях России огромные пространства сыграли не лучшую роль, так как разобщают социум. Суровые природные условия на большей части ее территории требуют больших энергетических затрат населения для выживания. Отсюда любое энергетическое воздействие на такую ослабленную систему как изнутри (идеология), так и извне (враждебное или иное) приводит к быстрому нарушению равновесия системы, колебаниям энергетики и, следовательно, ее масштаба времени. Каждый социум живет в своем масштабе времени. Чем больше между этими масштабами различия, тем меньше взаимопонимание между народами, заселяющими ту или иную социальную систему.

### ***О сингулярном времени и предельном возрасте Галактики***

Поскольку понятие «пространство – время» тесно связано со скоростью света, в литературе давно обсуждается вопрос о предельном значении скорости света (Вейник, 1968). Проанализируем эту проблему, исходя из полученного выражения для масштаба времени различных уровней взаимодействующих систем. Преобразуем его:

$$\ln t = (E/E_s - 1) \ln t_s. \quad (\text{XVI.11})$$

Положим  $E = mc^2$ ,  $E_s = m_s c_s^2$ , где  $m_s$  – сингулярная масса до Большого взрыва,  $c_s$  – скорость разбегания сбрасываемых в результате коллапса масс вещества. Из последнего уравнения найдем значение  $c$ :

$$c^2 = \frac{m_s c_s^2}{m} (\ln t / \ln t_s + 1). \quad (\text{XVI.12})$$

Рассмотрим несколько сценариев.

1. Если в результате Большого взрыва произошел сброс всей массы или  $t_s > t$ , скорость разбегания будет равна световой:

$$mc^2 = m_s c_s^2, \quad c_s = c \sqrt{\frac{m}{m_s}}. \quad (\text{XVI.13})$$

Поскольку  $m = m_s$ ,  $c = c_s$ .

Именно с такими скоростями распространяются фотоны реликтового излучения.

2. В дальнейшем при достижении примерного равенства  $t_s$  Мировому времени  $t_0$ :

$$t_0 = t_s, \quad c_s \approx 0,7c, \quad (\text{XVI.14})$$

т.е. скорости разбегания будут меньше скорости света. Можно предположить, что разбегание сброшенных масс происходило по спирали с ускорением вдоль магнитных силовых линий мощного магнитного поля, созданного сингулярной вращающейся коллапсирующей массой. При удалении от нее они могли достичь скорости света.

При любом из рассмотренных сценариев необходимо признать, что скорость разбегания масс будет различной на различных расстояниях от сингулярной массы. Спиральное движение Солнечной системы вокруг центра масс Галактики, спиральное движение Метагалактики вокруг центра сингулярной массы исключают возможность определения абсолютного направления движения этих систем относительно начальной массы. Видимый радиус Метагалактики сегодня оценивается в 10 млрд. световых лет, или

$$R = Gm/c^2 = 10^{28} \text{ см}, \quad (\text{XVI.15})$$

или, через постоянную Хаббла, равную 100 км/с:

$$R = c/H = 10^{28} \text{ см}. \quad (\text{XVI.16})$$

Если Метагалактика не имеет поступательного прямолинейного и равномерного движения от момента Большого взрыва (рис. 114), то оцениваемый ее возраст в 10 млрд. лет будет существенно заниженным. Нет оснований полагать, что и микроволновый фон межгалактического пространства, если он является производной Большого взрыва, распространяется каким-то иным путем, отличным от спирального. Район сингулярной массы лежит за пределами видимости современных телескопов. Следовательно, берег Вселенной лежит значительно дальше видимых сегодня границ в  $10^{28}$  см и возраст ее значительно больше 10 млрд. лет. Разбегание по спирали требует значительно большего времени, чем по прямой (рис. 115), как это предполагалось до сих пор. Следовательно, возможен пересмотр возраста Солнечной системы в целом, и Земли в частности, в сторону его значительного увеличения. В литературе давно дискутируется вопрос о недостаточности принятого возраста Земли – 4,6 млрд. лет – для наблюдаемой эволюции биологических систем.

Рис. 114. Схема прямолинейного разбегания масс вещества после Большого взрыва

Рис. 115. Схема спирального разбегания масс вещества после Большого взрыва

Итак, время – это мера жизни органических и неорганических материальных систем. А жизнь – это осуществление взаимодействий различных элементов внутри системы. Прекращение взаимодействия приводит к распаду системы. Например: смерть живого организма, дезинтеграция и рассыпание горной породы, камня, взрыв сверхновой звезды и т.п.

В органическом мире напряженность взаимодействий (чередa событий) более интенсивна, чем в неорганическом, и зависит от уровня организации материи (дождевой червь, растение, человек).

В неорганическом мире энергонасыщенность системы зависит от ее массы, так как масса определяет термодинамику недр (астероиды, планеты, звезды).

Таким образом, время – это мера последовательности взаимодействий на различных уровнях организации материи, это неуловимая стрела стремительно идущих событий.

Возникает вопрос: существует ли время вне событий? Иными словами, существует ли оно вне взаимодействий, а следовательно, вне материальных систем?

Ответ должен быть отрицательным. Нет, не существует. Почему? Вне событий, вне взаимодействий нет материи, следовательно, нет и меры ничего не происходящего. Время – это атрибут существующего

мира Вселенной. Вне ее ничего нет. Это трудно понять – так же, как трудно понять представление о конечности или бесконечности Вселенной, начале или конце ее.

В связи с этим можно дать такое определение пространственных размеров Вселенной. Вселенная там, куда проникает свет звезд, т.е. где существуют электромагнитные, гравитационные или иные поля. Там, где их нет, – нет ничего, ни материи, ни времени.

Итак, время – это не только одна из координат пространства ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $t$ ), но и мера последовательности процессов взаимодействия вещества и энергии, происходящих в объектах, заполняющих Метагалактику. Оно необратимо отсчитывает ее существование начиная с момента Большого взрыва.

Время – это мера всего сущего, и придавать ему какие-то иные свойства, например, энергии, заряда и т.п., отделяя его от вещества, было бы так же неверно, как и представление этого вещества в функции только какой-то одной координаты.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

География – это наука об окружающей среде. Но эта среда, как показано на страницах этой книги, находится под непрерывным воздействием физических полей, процессов и явлений окружающего Землю космического пространства. Планета является неотъемлемой частью Солнечной системы, которая, в свою очередь, входит в систему объектов Галактики. Поэтому мы приближаемся к необходимости более широкого толкования предмета и задач исследования географической науки. Возможно, мы стоим на пороге создания космогеографии или геокосмографии. В данном аспекте предлагаемый курс «Основы геофизики» мог бы называться «Основы космогеофизики» или «Основы гео- и космофизики», ибо по своему содержанию он далеко вышел за рамки изучения только физики Земли. И это закономерно – ввиду сложности объекта исследований и взаимосвязи его с окружающим космосом.

Однако было бы неправильным выносить новое название в заглавие учебника. Еще предстоит закрепить в географическом образовании полномасштабный курс «Основы геофизики», а уже позже расширять его в космогеофизику или космогеографию. Время подскажет наиболее эффективный путь решения этой проблемы.

## ПОСЛЕСЛОВИЕ

Новая книга профессора Калининградского университета В.В. Орлёнка «Основы геофизики» предназначена в качестве учебного пособия для студентов вузов, обучающихся по направлениям «география», «геоэкология», «экология и природопользование».

На протяжении последних десяти лет в учебных планах географических факультетов университетов курс «Основы геофизики» входил наряду с физикой в число обязательных. Однако отсутствие надлежащего учебника затрудняло постановку его во многих вузах страны. Изданное в 1991 г. проф. В.В. Орлёнком учебное пособие «Физика Земли, планет и звезд» могло быть использовано для чтения этого курса, однако в нем отсутствовал большой раздел собственно геофизики. В новом учебнике этот недостаток был устранен.

В учебном пособии содержится много новых данных о геофизической структуре коры земных континентов и океанов, истории планетарной воды, эволюции географической оболочки.

Методологической основой книги служат принципы взаимодействия и направленного развития геосфер. Процессы, происходящие в мантии, во внешнем и внутреннем ядре, непосредственно воздействуют на физические параметры остальных земных оболочек. С другой стороны, давление, плотность и другие характеристики возрастают с глубиной. Эти взаимосвязанные друг с другом процессы оказывают решающее влияние на распределение в земных недрах космохимических элементов и их соединений ( $H_2$ ,  $H_2O$ ,  $SiO_2$ ,  $Al_2O_3$ ,  $Fe$ ,  $FeO$  и др.)

Направленность эволюции Земли В.В. Орлёнок связывает с радиоактивным распадом долгоживущих изотопов, частичной гравитационной дифференциацией протопланетного вещества, сжатием планеты, с происходящими в ядре и мантии физико-химическими превращениями и приливным трением – важнейшими составляющими теплового баланса. Он убедительно показывает неизбежность направленного развития нашей планеты и ее постепенной океанизации. Сокращение земной поверхности вследствие уменьшения ее объема и сокращения радиуса, полагает автор, ведет к увеличению контрастности рельефа, появлению глубоководных океанических впадин и высокогорных систем на суше.



Гравитационные, магнитные и сейсмические аномалии охарактеризованы с учетом взаимодействий в системе Земля – Луна – Солнце, данных о строении и физике планет Солнечной системы.

Географическая среда, как убедительно показано на страницах учебного пособия, находится под непрерывным воздействием процессов и явлений окружающего Землю космического пространства. Наша планета является неотъемлемой частью Солнечной системы, которая, в свою очередь, входит в систему объектов Галактики. Поэтому автор совершенно справедливо ищет связи между земными и космическими полями и явлениями.

При этом он не пытается безапелляционно навязывать свои, во многом новые, взгляды и бесстрастно представлять геофизические материалы неискушенному читателю. Он не перечисляет факты как данность, что присуще стилю многих учебников, а доказывает и убеждает. Если этого кому-то недостаточно, то каждый может продолжить работу с дополнительной литературой.

Несмотря на сложность содержания учебного материала, каждый, кто будет его изучать, найдет для себя новое и интересное.

В книге нет развернутого описания разнообразных точек зрения на те или иные результаты интерпретации геофизических данных, в частности, о строении земной коры континентов и океанов. Существует обширная литература по этому вопросу. На теоретическом уровне и на основе фактических материалов показывается дискуссионность многих, казалось бы, решенных проблем континентальной и океанической коры. Такой подход заставляет читателя думать, анализировать информацию и самому пытаться найти решение.

Земля и ее космический дом – это прежде всего физические объекты, и изучение их как таковых в учебных программах географического образования представляется весьма важным и своевременным. Учебное пособие позволяет развивать физическое мышление у географов. Физико-математический аппарат книги не выходит за пределы курса «Математического анализа», изучаемого в течение первых двух семестров, и курса физики, читаемого в 3 – 4-м семестрах. С выходом в свет «Основ геофизики» географы получают новый базовый учебник, которого еще не было в системе дисциплин о Земле.

*Е.В.Краснов,  
д-р геол.-минерал. наук, проф.  
Калининградского государственного университета*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ботт М. Внутреннее строение Земли / Под ред. Е.Ф. Саваренского. М.: Мир, 1974.
2. Бреховских Л.Н. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957.
3. Буллен К.Е. Введение в теоретическую сейсмологию. М.: Мир, 1966.
4. Буллен К. Плотность Земли. М.: Мир, 1978.
5. Булин Н. К. Новая сейсмическая модель земной коры океанов // Докл. сов. геол. Междунар. геол. конгрессу, 26-я сессия. М.: 1980. С. 19 – 21.
6. Виноградов А.П. Происхождение оболочек Земли // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1962. № 11. С. 3.
7. Войткевич Г.В. Происхождение и химическая эволюция Земли. М.: Наука, 1973.
8. Гутенберг Б. Внутреннее строение Земли / Пер. с англ. М.: ИЛ, 1949.
9. Гутенберг Б. Физика земных недр / Пер. с англ. Под ред. Ю.В. Ризниченко. М.: ИЛ, 1963.
10. Джеффрис Г. Земля, ее происхождение, история и строение / Пер. с англ. М.: ИЛ, 1960.
11. Джеффрис Г. Неупругие смещения на Земле и планетах // Верхняя мантия / Под ред. А. Ритсеми. М.: Мир, 1975. С. 257 – 267.
12. Долгинов Ш.Ш. Магнетизм планет. М.: Знание, 1974.
13. Ермолаев М.М. Введение в физическую географию. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975.
14. Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1978.
15. Зверев С.М. Тонкая структура верхов мантии некоторых участков Тихого океана по данным ГСЗ // Кора и верхняя мантия Земли. М., 1970.
16. Капустинский А.Ф. О внутреннем строении Земли // Бюл. МОИП. Отд. геол. 1958. Т.33. Вып. 4.
17. Кесарев В.В. Эволюция вещества Вселенной. М.: Атомиздат, 1976.
18. Кнопов Л. Поверхностные воды и их использование в обратных задачах // Верхняя мантия. М., 1975. С. 214 – 233.
19. Леонтьев О.К. Дно океана. М.: Мысль, 1982.
20. Леонтьев О.К. Морская геология. М.: Высшая школа, 1982.
21. Ле Пишон К., Франшто Ш., Бонин Ж. Тектоника плит. М.: Мир, 1977.
22. Лисицин А.П. Осадкообразование в океанах. М.: Наука, 1974.
23. Личков Б.Л. К основам современной теории Земли. Л.: Изд-во ЛГУ, 1965.

24. Лодочников В.Н. Некоторые общие вопросы, связанные с магмой, дающей базальтовые породы // Зап. Всесоюзн. минерал. о-ва. 1939. Т.68. Вып. 2 – 3.
25. Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра, 1965.
26. Майерхофф А., Майерхофф Г. Новая глобальная тектоника – основные противоречия // Новая глобальная тектоника. М., 1974. С. 377 – 456.
27. Макаренко Г.Ф. Базальтовые поля Земли. М.: Недра, 1978.
28. Максимов С.П., Кунин Н.Я., Сарадоников Н.М. Цикличность геологических процессов и проблема нефтегазоносности. М.: Недра, 1977.
29. Матишов Г.Г. Гляциальный и перигляциальный рельеф дна океана: Автореф. дис. ... д-ра геогр. наук. М.: Изд-во МГУ, 1980.
30. Мельхиор П. Земные приливы. М.: Мир, 1968.
31. Мельхиор П. Физика и динамика планет. Ч. 2. М.: Мир, 1976.
32. Непрочнов Ю.П. Сейсмические исследования в океане. М.: Наука, 1976.
33. Облогина Т.И. Лекции по сейсморазведке неоднородных сред. М.: Изд-во МГУ, 1968.
34. Орлёнок В.В. Вода в истории Земли и планет. М.: Знание, 1990.
35. Орлёнок В.В. Геоморфология дна океана. Калининград, 1976.
36. Орлёнок В.В. История океанизации Земли. Калининград: Янтарный сказ, 1998.
37. Орлёнок В.В. К методике интерпретации материалов глубоководных сейсмических исследований МОВ и сейсмопрофилирования // Проблемы освоения Мирового океана. Калининград, 1977. С. 132 – 166.
38. Орлёнок В.В. Морская сейсмоакустика: Учеб. пособие. Калининград, 1997.
39. Орлёнок В.В. Об определении эффективного коэффициента поглощения сейсмических волн в океанических осадках // Сейсмические исследования строения дна морей и океанов: Труды Ин-та океанологии АН СССР. Т. LXXXVII. М.: Наука, 1970. С. 69 – 76.
40. Орлёнок В.В. Петрофизика и условия формирования осадочной толщи Атлантического океана: Дис. ... д-ра геол.-минерал. наук. Л., 1984.
41. Орлёнок В.В. Физика Земли, планет и звезд: Учеб. пособие. Калининград, 1991.
42. Орлёнок В.В. Физика и динамика внешних геосфер. М.: Недра, 1985.
43. Орлёнок В.В. Физические основы эволюции перисферы Земли. Л.: Изд-во ЛГУ, 1980. – 248 с.
44. Орлёнок В.В. К проблеме эволюции лика Земли // Изв. вузов. Сер. геология и разведка. № 1. 1982.
45. Орлёнок В.В., Феськов В.Ф. Сравнительная интерпретация потенциальных полей с целью поиска новых и детализации разведанных локальных структур Балтийской синеклизы // Тектоника и полезные ископаемые Белоруссии и Прибалтики. Калининград, 1978. С. 96 – 106.

46. Орлёнок В.В., Линдин М.И., Студеничник Н.В. Петрофизика дна Балтийского моря. Калининград, 1993.
47. Пронин А.А. Геологические проблемы современных и древних океанов. М.: Наука, 1977.
48. Резанов И.А. История геотектонических идей. М.: Наука, 1987.
49. Резанов И.А. Происхождение океанов. М.: Наука, 1979.
50. Рикитаки Т. Электромагнетизм и внутреннее строение Земли. Л.: Недра, 1968.
51. Рудник В.А., Собонович Э.В. Ранняя история Земли. М.: Недра, 1984.
52. Семененко Н.П. Континентальная кора. Киев: Наукова думка, 1975.
53. Смит С. Неидеальная упругость мантии // Верхняя мантия. М.: Мир, 1975. С. 268 – 285.
54. Стейси Ф. Физика земли. М.: Мир, 1972.
55. Физические свойства осадочных и метаморфических пород дна Атлантического океана / А.Г. Гайнанов, Б.В. Гусев, В.В. Орлёнок и др. // Проблемы освоения Мирового океана. Калининград, 1978. С. 77 – 86.
56. Хаббард У. Внутреннее строение планет. М.: Мир, 1987.
57. Хаин В.Е. Региональная тектоника. М.: Недра, 1971.
58. Юинг М., Пресс Ф. Геофизические различия между континентами и океаническими областями // Земная кора. М.: ИЛ, 1957.
59. Asada T., Shimamura H. Observation of earthquakes and explosions at the bottom of the Western Pacific structure of oceanic lithosphere revealed by long-shot experiment // *Gophys. Pacific Ocean Basin and Margin*. Washington, D.C., 1976. V. 19. P. 135 – 163.
60. Initial Reports of the Deep Sea Drilling Project. National science foundation. // National ocean sediment coring program. Washington, 1969 – 1982.
61. Press F. The best Earth model after 1000000 random trials // *Nuovo Cimento*. Suppl. 1968. Vol. 6. N1.
62. Runcorn S. K. Satellite gravity measurements and a laminar viscous flow model of the Earth's mantle // *J. Gophys. Res.* 1964. Vol. 69. P. 4389 – 4394.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	6
<b>ЧАСТЬ I</b> .....	9
Глава I. СТРОЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ .....	9
§1. Планеты и законы их обращения .....	9
§2. Орбитальные характеристики планет .....	14
§3. Солнце. Основные характеристики .....	19
§4. Движение Солнца по эклиптике .....	25
Глава II. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ И ФИЗИКА ЗЕМЛИ .....	26
§1. Планетарные характеристики .....	26
§2. Модель Буллена .....	28
§3. Физическое состояние вещества геосфер .....	31
§4. Строение газовой оболочки .....	44
Глава III. СОСТАВ И ЭВОЛЮЦИЯ ВЕЩЕСТВА ГЕОСФЕР .....	49
§1. Происхождение и эволюция земных оболочек .....	49
§2. История планетарной воды .....	57
§3. Контракция и тектогенез перисферы .....	77
§4. Важнейшие тектонические следствия контракции .....	85
<b>ЧАСТЬ II</b> .....	88
Глава IV. ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ .....	88
§1. Закон всемирного тяготения .....	88
§2. Фигура Земли .....	89
§3. Потенциал силы тяжести .....	91
§4. Аномалии силы тяжести .....	92
§5. Принципы изостазии .....	98

§6. Гравитационное взаимодействие системы Земля – Луна .....	110
Глава V. ГРАВИТАЦИОННЫЕ АНОМАЛИИ РЕАЛЬНЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ТЕЛ .....	121
§1. Физические основы интерпретации гравитационных аномалий .....	121
§2. Гравитационное поле точечной массы и шара .....	124
§3. Гравитационное поле вертикального стержня .....	126
§4. Гравитационное поле горизонтальной полуплоскости .....	128
§5. Гравитационное поле плоского слоя .....	129
§6. Обратные задачи гравиметрии .....	131
Глава VI. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ .....	135
§1. Генерация геомагнитного поля .....	135
§2. Инверсии геомагнитного поля .....	140
§3. Хронология инверсий .....	146
§4. Элементы земного магнетизма .....	154
§5. Магнитные аномалии .....	156
§6. Магнитное поле диполя .....	157
§7. Недипольные составляющие магнитного поля .....	160
§8. Магнитные свойства горных пород .....	163
§9. Основные формулы палеомагнитных реконструкций .....	167
§10. Расчет виртуальных полюсов для современной эпохи .....	172
§11. Критика палеомагнитных реконструкций неомобилизма ..	175
Глава VII. МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ РЕАЛЬНЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД .....	180
§1. Магнитное поле вертикального стержня .....	182
§2. Магнитное поле шара .....	184
§3. Магнитное поле вертикального тонкого пласта .....	185
§4. Магнитное поле вертикального толстого пласта .....	187
§5. Магнитное поле горизонтального цилиндра .....	188

§6. Магнитное поле уступа .....	190
§7. Интерпретация магнитных аномалий .....	191
§8. Связь гравитационного и магнитного потенциалов .....	197
§9. Трансформации потенциальных полей .....	199
<b>Глава VIII. ОСНОВЫ ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ .....</b>	<b>203</b>
§1. Деформация и напряжение в горных породах. Закон Гука ..	203
§2. Волновое уравнение .....	207
§3. Акустическое давление и колебательная скорость плоской волны .....	210
§4. Акустическое давление и колебательная скорость сферической волны .....	214
§5. Отражение волн на границе вода – дно .....	216
§6. Отражение звука от слоя .....	221
§7. Дистанционно-акустические методы определения физических свойств и литологии морских осадков .....	229
<b>Глава IX. ОСНОВЫ ЛУЧЕВОЙ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН .....</b>	<b>234</b>
§1. Условия применимости лучевого приближения .....	234
§2. Годограф отраженной волны .....	235
§3. Годограф преломленной волны .....	239
§4. Годограф рефрагированной волны .....	244
<b>Глава X. СТРУКТУРА ЗЕМНОЙ КОРЫ ПО ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ДАННЫМ .....</b>	<b>252</b>
§1. Петромагнитная структура фундамента континентов и океанов .....	252
§2. Плотностная структура коры по гравиметрическим данным	281
§3. Сейсмическая структура коры континентов и океанов .....	296
<b>ЧАСТЬ III .....</b>	<b>318</b>
<b>Глава XI. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ И ФИЗИКА ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ .....</b>	<b>318</b>

§1. Меркурий .....	318
§2. Венера .....	322
§3. Луна .....	328
§4. Марс .....	335
Глава XII. ВНУТРЕННЕ СТРОЕНИЕ И ФИЗИКА ПЛАНЕТ ГИГАНТОВ .....	342
§1. Юпитер .....	342
§2. Сатурн .....	346
§3. Уран .....	349
§4. Нептун .....	352
Глава XIII. РОЛЬ МАССЫ В ЭВОЛЮЦИИ ПРОТОВЕЩЕСТВА ...	356
§1. Планетный тип эволюции протовещества .....	356
§2. Звездный (солнечный) тип эволюции протовещества .....	363
Глава XIV. СТРОЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД .....	369
§1. Физика Солнца .....	369
§2. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела .....	378
§3. Эволюция Солнца и звезд .....	383
Глава XV. РАННЯЯ ИСТОРИЯ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ .....	394
§1. Структура небулярного облака и межзвездной среды .....	394
§2. Вихревая теория образования Солнечной системы .....	401
§3. Аккреция Земли и планет .....	408
Глава XVI. ГЕОГРАФИЧЕСКАЯ ОБОЛОЧКА В ПРОСТРАНСТВЕ И ВРЕМЕНИ .....	413
§1. Планетарный аспект эволюции географической оболочки ..	413
§2. Проблема времени и пространства в Метагалактике .....	421
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	434
<b>БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК .....</b>	<b>436</b>



## CONTENTS

Introduction .....	6
<b>PART I</b> .....	9
Chapter I. A STRUCTURE OF SOLAR SYSTEM .....	9
§1. Planets and laws of their rotations .....	9
§2. Orbital characteristics of planets .....	14
§3. Sun. The basic characteristics .....	19
§4. Movement of the Sun on ecliptic .....	25
Chapter II. AN INTERNAL STRUCTURE AND PHYSICS OF THE EARTH .....	26
§1. Planetary characteristics .....	26
§2. Model of Bullen .....	28
§3. Physical condition of substance of geospheres .....	31
§4. Structure of the Earth's atmosphere .....	44
Chapter III. STRUCTURE AND EVOLUTION OF THE SUBSTANCE OF GEOSPHERES .....	49
§1. Origin and evolution of geospheres .....	49
§2. History of the planetary water .....	57
§3. Contraction and tectogeneous of outer geospheres .....	77
§4. Major tectonic consequences of contraction .....	85
<b>PART II</b> .....	88
Chapter IV. A GRAVITATIONAL FIELD OF THE EARTH .....	88
§1. Law of world gravitation .....	88
§2. Figure of the Earth .....	89
§3. Potential of force of weight .....	91

§4. Anomaly of force of weight .....	92
§5. Principles of isostasy .....	98
§6. Gravitational interaction of system the Earth - the Moon .....	110
Chapter V. GRAVITATIONAL ANOMALIES OF REAL GEOLOGICAL ENVIRONMENTS .....	121
§1. Physical principles of gravitational anomalies interpretation .....	121
§2. Gravitational field of dots' material and globe .....	124
§3. Gravitational field of a vertical rod .....	126
§4. Gravitational field of a gorizontal half-plane .....	128
§5. Gravitational field of flat layer .....	129
§6. Reversional tasks of gravimetry .....	131
Chapter VI. MAGNETIC FIELD OF THE EARTH .....	135
§1. Generation of a geomagnetic field .....	135
§2. Inversion of a geomagnetic field .....	140
§3. Chronology of inversion .....	146
§4. Elements of earthly magnetism .....	154
§5. Magnetic anomalies .....	156
§6. Magnetic field dipole .....	157
§7. Non dipole components of Earth's magnetic field .....	160
§8. Magnetic properties of the rocks .....	163
§9. Basic formulas of paleomagnetics reconstruction .....	167
§10. Account of virtual poles for an our times .....	172
§11. Critic of paleomagnetic reconstructions of the neomobilisme .	175
Chapter VII. MAGNETIC ANOMALIES OF REAL GEOLOGICAL ENVIRONMENTS .....	180
§1. Magnetic field of a vertical rod .....	182
§2. Magnetic field monopole and globe .....	184
§3. Magnetic field of a vertical thin layer .....	185

§4. Magnetic field of a vertical thick layer .....	187
§5. Magnetic field of horizontal cilindre .....	188
§6. Magnetic field ledge .....	190
§7. Interpretation of magnetic anomalies .....	191
§8. Connection of gravitational and magnetic anomalies .....	197
§9. Transformation of potential fields .....	199
<b>Chapter VIII. PRINCIPLES OF THE WAVES THEORY OF SEISMIC OSCILLATION PROPAGATION .....</b>	<b>203</b>
§1. Deformation and tanse in the rocks. The law of Huk .....	203
§2. Wave equation .....	207
§3. Acoustic pressure and oscillative velocity of the plane wave ....	210
§4. Acoustic pressure of oscillative velocity of spherical wave .....	214
§5. Sound reflection by the ocean bottom .....	216
§6. Sound reflection by the layer .....	221
§7. Distant-acoustical methods of the phisical properties determination and marine sediments, litology .....	229
<b>Chapter IX. DISTRIBUTION OF WAVES IN EARTH CRUST .....</b>	<b>234</b>
§1. Conditions of application of beam approximation .....	234
§2. Travel time of a reflected waves .....	235
§3. Travel time of a refracted waves .....	239
§4. Travel time of a transmission waves .....	244
<b>Chapter X. STRUCTURE EARTH'S CRUST ON GEOPHYSICAL DATA .....</b>	<b>252</b>
§1. Petromagnetic structure of the basement of continents and oceans .....	252
§2. Dense structure of crust by gravimetrical data .....	281
§3. Seismic structure of the continents and ocean crust .....	296
<b>PART III .....</b>	<b>318</b>
<b>Chapter XI. AN INTERNAL STRUCTURE AND PHYSICS OF PLA- NETS OF THE EARTH GROUP .....</b>	<b>318</b>

§1. Mercury .....	318
§2. Venus .....	322
§3. Moon .....	328
§4. Mars .....	335
Chapter XII. INTERNAL STRUCTURE AND PHYSICS OF PLANETS-GIANTS .....	342
§1. Jove .....	342
§2. Saturn .....	346
§3. Uranium .....	349
§4. Neptune .....	352
Chapter XIII. ROLE OF MASSES IN PROTOSUBSTANCE EVOLUTION .....	356
§1. Planetary type of protosubstance evolution .....	356
§2. Star (solar) type of protosubstance evolution .....	363
Chapter XIV. STRUCTURE AND EVOLUTION OF STARS .....	369
§1. Physics of the Sun .....	369
§2. Herzsprunge-Rassel diagram .....	378
§3. Evolution of the Sun and stars .....	383
Chapter XV. AN EARLY HISTORY OF SOLAR SYSTEM .....	394
§1. Structure of nebular cloud and interstellar medium .....	394
§2. Turbulent theory of formation of Solar system .....	401
§3. Accretion of the Earth and planets .....	408
Chapter XVI. LANDSCAPE GEOSPHERE IN SPACE AND TIME ....	413
§1. Planetary aspect of the evolution of landscape geosphere .....	413
§2. Problem of time and space in Metagalaxy .....	421
THE CONCLUSION .....	434
<b>THE LITERATURE</b> .....	436

## ДЛЯ ЗАМЕТОК

---

*Таблица I.1*

### Физические характеристики планет

Планета	Радиус орбиты, $10^9$ м	Масса, $10^{27}$ г	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Экваториальный радиус, $10^6$ м	Период вращения, земные сутки или часы	Наклон экватора к орбите, градусы
Меркурий	57,9	0,330	5,43	2,439	58,65 сут	$2 \pm 3$
Венера	108,2	4,870	5,25	6,051	243,022 ( $\pm 0,06$ ) сут	177,3
Земля	149,6	5,976	5,52	6,378	23,9345 ч	23,45
Марс	227,9	0,642	3,95	3,393	24,6299 ч	23,98
Юпитер	778,3	1900	6,84	71,398	9,841 ч	3,12
Сатурн	1427,0	568,8	5,85	60,33	10,233 ч	26,73
Уран	2869,6	86,87	5,55	26,20	17,24 ч	97,86
Нептун	4496,6	102,0	5,60	25,23	( $18,2 \pm 0,4$ ) ч	(29,56)
Плутон	5900,1	(0,013)	(0,9)	(1,5)	6,387 сут	(118,5)

*Примечание.* В скобках неточные данные.

Рис. 22. Карта геоида (по В. Каулу, 1979): 1 – оси рифтовых хребтов; 2 – отрицательные превышения геоида

Таблица VI.1

**Значения коэффициентов разложения Гаусса для различных эпох, МЭ  
(по Рикитаки, 1968)**

Автор	Год	$g_1^0$	$g_1^1$	$h_1^1$	$g_2^0$	$g_2^1$	$g_2^2$	$h_2^2$
Гаусс	1835	-3235	-311	+625	+51	+292	-2	+2
Эрман и Петерсен	1829	-3201	-284	+601	-8	+257	-14	-2
Адамс	1845	-3219	-278	+578	+9	+284	+4	-1
Адамс	1880	-3168	-243	+603	-49	+297	+6	-7
Фритче	1885	-3164	-241	+591	-35	+286	+68	-7
Шмидт	1885	-3168	-222	+595	-50	+278	+65	-7
Дайсон и Фурнер	1922	-3095	-226	+592	-89	+299	+144	-12
Вейсат	1945	-3057	-211	+581	-127	+296	+164	-16
Афанасьева	1945	-3032	-299	+590	-125	+288	+150	-14

*Примечание:* 1 эрстед (э) – единица напряженности магнитного поля в СГС,  $1 \text{ мэ} = 10^{-3} \text{ э}$ .

В системе СИ  $1 \text{ э} = [1/4\pi] \cdot 10^3 \text{ А/м}$ .

Рис. 60. Отражение волн от поверхности дна, сложенного рыхлыми и твердыми породами  
(юго-восточная Балтика)



Рис. 63. Годограф отраженной волны:  
а – для горизонтальной границы раздела; б – для наклонной границы раздела

Рис. 69. Карта глобального распределения  $\Delta T$  (по Д. Регану):  
магнитное поле, нТ: 1 – +8 и выше; 2 – +6÷+8; 3 – +4÷+6; 4 – +2÷+4; 5 – 0÷+2;  
6 – 0÷-2; 7 – -2÷-4; 8 – -4 и ниже

Рис. 71. Магнитное поле рифтового хребта Книповича в Гренландском море:  
а – на уровне моря; б – трансформирование на уровне дна; 1 – изолинии отрицательных аномалий; 2 – изолинии положительных аномалий; 3 – изолинии нулевых значений; 4 – «особые» точки аномалий

Таблица X.1

## Магнитное поле под подводными горами Гренландского моря

Провинция дна	Глубина вершины, км	Магнитное поле, нТ		Намагниченность, $10^{-3} \text{ А}\cdot\text{м}^{-1}$		Глубина верхних кромок, км
		на уровне моря	на уровне дна	на уровне моря	на уровне дна	
Зона абиссальных холмов	2,9	200	780	480	1860	-
То же	3,165	200	600	480	1430	-
Бореальный хребет	1,45	90	-	230	-	-
То же	1,82	280	-	700	-	2,0
То же	2,04	100	-	250	-	-
Западный фланг хр. Книповича	2,2	240	320	600	750	-
То же	2,15	600	680	1430	1625	2,9
То же	2,1	320	600	750	1430	4,0
То же	2,5	310	-	640	-	-
То же	2,5	310	-	640	-	-
То же	2,2	550	-	1300	-	2,6
То же	2,88	200	300	480	716	3,3
Зона абиссальных холмов	3,1	360	400	860	955	-
То же	3,02	320	400	760	955	-
Западный фланг хр. Книповича	2,58	150	220	360	530	-
То же	2,56	380	460	910	1100	-
Северный фланг хр. Мона	2,1	370	480	900	1150	1,9
То же	2,32	360	460	860	1100	-
Северный фланг хр. Мона	2,4	420	-	1050	-	-

Рис. 74. Батиметрическая карта Гренландской котловины:  
а – западной части; 1 – изобаты; 2 – отметки глубин, м; 3 – глубина над подводными горами, м; 4 – оси погребенных хребтов по магнитным данным; 5 – каньон; б – восточной части

Рис. 75. Магнитное поле западной части Гренландской котловины:  
а – на уровне моря; б – трансформирование на уровне дна;  
1 – изолинии положительных аномалий; 2 – изолинии отрицательных аномалий; 3 – изолинии нулевых значений

Таблица X.2

Интерпретация магнитного поля ( $\Delta T$ ) Балтийского моря

№ аномалий	$\Delta T_{\max}$ уровня моря, нТ	$\Delta T_{\max}$ уровня фунда- мента, нТ	Глубина залгания фунда- мента, км	Глубина верхней кромки, км				Глубина нижней кромки, км		И на не
				Метод каса- тельн. (на уров- не моря)	Метод Пятни- кого (на уровне моря)	Метод каса- тельн. (на уров- не фун- дамента)	Метод Пятни- кого (на уровне фунда- мента)	на уров- не моря	на уров- не фун- дамента	
1	850	960	0,6	3,3	3,9	3,0	3,7	5,6	8,6	2
2	440	510	1,2	4,4	5,3	3,9	4,3	12,8	12,8	1
3	440	510	«	5,6	6,1	-	-	15,3	-	1
4	940	1110	1,6	-	-	-	-	16,5	-	2
5	910	1040	1,5	4,8	5,9	4,8	5,6	13,1	12,1	2
6	640	750	«	2,6	2,6	2,2	2,2	3,8	6,7	1
7	480	670	2,0	4,4	4,6	5,3	5,9	16,0	13,0	1
8	220	410	«	4,1	4,4	4,1	4,1	10,1	14,8	1
9	580	650	2,0	5,2	6,1	5,9	7,4	12,3	10,8	1
10	800	1000	«	2,6	2,96	2,2	2,2	4,5	4,7	1
11	760	1060	«	2,6	3,1	2,2	2,2	4,4	5,4	1
12	420	540	«	2,2	2,6	2,2	2,6	3,8	5,3	1
13	870	1020	«	8/5	-	-	-	-	-	2
14	2200	2710	1,9	7,4	7,6	6,7	8,1	25	21,1	5
15	580	700	«	6,8	6,8	4,8	5,2	12,7	9,4	1
16	1270	1900	2,20	4,3	5,2	3,5	3,9	7,0	10,5	3
17	550	720	2,20	2,6	2,95	2,2	2,3	9,5	11,8	1
18	820	1210	2,20	3,0	3,3	3,1	3,5	7,5	8,3	2

Окончание табл. X.2

№ аномалий	$\Delta T_{\max}$ уровня моря, нТ	$\Delta T_{\max}$ уровня фунда- мента, нТ	Глубина залгания фунда- мента, км	Глубина верхней кромки, км				Глубина нижней кромки, км		И на не
				Метод каса- тельн. (на уров- не моря)	Метод Пятни- кого (на уровне моря)	Метод каса- тельн. (на уров- не фун- дамента)	Метод Пятни- кого (на уровне фунда- мента)	на уров- не моря	на уров- не фун- дамента	
19	590	730	2,20	-	-	5,9	6,5	-	14,0	1
20	770	980	2,6	2,8	3,2	2,6	3,0	5,6	5,8	1
21	1190	1560	«	3,9	4,3	3,7	3,7	12,2	14,4	2

22	1120	1440	«	3,0	3,5	2,6	2,6	9,0	7,0	2
23	1140	1360	«	2,7	2,7	3,5	3,4	11,6	4,1	2
24	660	760	«	2,6	2,8	2,8	2,5	6,0	5,6	1
25	1120	1600	3,0	3,6	3,9	3,7	3,7	12,6	7,5	2
26	520	690	«	3,8	4,8	4,1	4,0	18,0	10,1	1
27	1120	1440	«	2,8	3,2	3,5	3,5	11,3	7,0	
28	1320	-	3,0	5,6	6,3	-	-	20	-	3
29	520	-	«	-	2,6	-	-	-	-	1
30	1390	2560	3,0	3,2	3,0	6,3	8,5	13,4	10,5	3
31	1180	1770	«	4,6	4,1	7,03	8,2	12,6	11,8	2
32	880	1190	«	5,6	5,2	5,9	6,3	11,5	16,3	2
36	1680	-	3,0	4,4	3,4	-	-	9,4	-	4
37	1280	-	«	-	-	-	-	-	-	3
Среднее	900	1100	-	4,2	2,9	4,0	4,2	10,6	9,8	22



Рис. 79. Карта аномального поля силы тяжести в редукции Фая (по Б. Маршу  
и Дж. Маршу).  
Изолинии проведены через  $10^{-4}$  м/с<sup>2</sup>

Рис. 82. Карта ЭТ-аномалии силы тяжести ( $\times 10^{-5} \text{ мс}^{-2}$ ) Мирового океана (по Орленку, 1985)

Рис. 87. Распределение скоростей (м/с) слаборефрагированных волн в верхах кристаллического фундамента Балтийской синеклизы