

С.А.УШАКОВ, М.С.КРАСС

СИЛА  
ТЯЖЕСТИ  
И ВОПРОСЫ  
МЕХАНИКИ  
НЕДР  
ЗЕМЛИ

С. А. УШАКОВ, М. С. КРАСС

550.3

СИЛА ТЯЖЕСТИ  
И ВОПРОСЫ МЕХАНИКИ  
НЕДР ЗЕМЛИ

405



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НЕ Д Р А»  
Москва 1972

Ушаков С. А., Красс М. С. Сила тяжести и вопросы механики недр Земли. М., «Недра», 1972. 160 с.

Работа посвящена проблемам механики недр Земли и проявлению глубинных процессов на ее поверхности.

Проанализирована зависимость реологических свойств горных пород от периода и величины действующих нагрузок. На основании геологических и геофизических данных о природных процессах установлен характер изменения эффективной вязкости в недрах Земли до глубины около 1000 км. На глубинах от 100 до 250 км выявлен слой пониженной вязкости — астеносфера, играющий весьма существенную роль в геологическом развитии земной коры. Дан анализ проблемы редуцирования наблюдаемых значений силы тяжести, рассмотрен физический смысл редукиций и связи гравитационных аномалий с глубинной динамикой.

Приведены общетеоретические положения развития инверсии плотностей в конвективно неустойчивой системе и выявлены закономерности роста соляных куполов и образования основных структур в областях солянокупольной тектоники. Рассмотрен вопрос о связи поверхностных структур с возможными плотностными неоднородностями в недрах Земли.

Исследована проблема глубинной механики в зонах перехода от континента к океану и проанализированы причины возникновения характерных рифтовых форм. Показано, что геосинклинальные пояса и рифтовая система взаимосвязаны и фиксируют глобальное развитие лика нашей планеты. В работе обсуждается проблема динамики глубоких недр, которая обуславливает тектоническое развитие верхних оболочек Земли.

Книга рассчитана на широкий круг геологов и геофизиков.

Таблиц 2, иллюстраций 47, список литературы — 106 назв.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Проблема роли гравитационного воздействия в тектонике не нова: она обсуждается в научной литературе о Земле уже более столетия. Тем не менее эта проблема приобретает все новое значение по мере расширения наших знаний о недрах Земли. Последние два десятилетия принесли значительные открытия в этой области, главным образом в результате развития и применения геофизических методов исследования. Сейсмические зондирования позволили дать научное определение понятия «земная кора», установить, что кора имеет слоистое строение, а также открыть существование астеносферы — слоя с пониженными вязкостью и скоростью распространения упругих волн — «волновода Гутенберга».

Результаты аэромагнитной съемки, измерений магнитного поля на морях и океанах, гравиметрических наблюдений на суше и в Мировом океане убедительно доказали слоисто-блоковое строение земной коры и позволили экстраполировать построения, сделанные на основе сейсмических зондирований для обширных площадей земной поверхности. Непосредственные измерения теплового потока на дне морей и океанов и в буровых скважинах, а в последнее время и электромагнитные измерения дают возможность судить о распределении тепловой энергии внутри Земли и оценить энергетические источники тектогенеза.

Начатые в 1957 г. исследования космического пространства, Луны и планет солнечной системы дали исключительно важную информацию о строении Марса и Венеры, имеющую самое непосредственное отношение к проблеме строения и происхождения нашей планеты. Благодаря этим исследованиям выяснилась важность роли силы тяжести на поверхности планет.

В связи с этим попытку дать новый обзор механики глубинных процессов в земной коре и верхней мантии, происходящих в поле силы тяжести Земли, сделанную авторами настоящей книги, следует считать своевременной. Геологи и геофизики с большим интересом прочтут предлагаемый обзор, в котором они найдут оригинальные мысли и объяснения. Особенно ценно то, что этот обзор написан как с точки зрения науки о Земле (С. А. Уша-

ков), так и с позиций теоретической механики (М. С. Красс), что обеспечивает разносторонний подход к рассматриваемой в нем проблеме.

В книге охарактеризованы реологические свойства горных пород в недрах Земли, редукции и аномалии силы тяжести, проблема глубинной конвекции вещества, что позволяет представить себе современное состояние этих вопросов. В ней рассматриваются конкретные вопросы строения планетарных геотектонических элементов — зон перехода от континентов к океанам и мировой рифтовой системы, проблемы глубинной геомеханики.

Большая часть выводов, сделанных в книге, опирается на прочный фундамент фактов, добытых наукой, в особенности за последние годы, и теорий, построенных на этих фактах. Читатель заметит, что некоторые теоретические взгляды, высказывавшиеся до сих пор в качественной форме, изложены авторами с позиций количественной трактовки в терминах механики и математики. Отдельные вопросы носят постановочный характер, ряд объяснений дан в гипотетической форме. Это будет хорошо понято читателями-специалистами — геологами и геофизиками, ясно представляющими себе сложный характер проблемы, которой посвящена книга. Что касается тех, кто впервые будет знакомиться с проблемами геомеханики по настоящей книге, то они найдут в ней хорошее введение к познанию сложных и важных вопросов современных наук о Земле.

Чл.-корр. АН СССР *В. В. Федынский*

## ВВЕДЕНИЕ

Наука о Земле изучает великое множество разнокачественных процессов. Главный вопрос геологии в том, что сделало Землю такой, какая она есть? Лавинообразный процесс дифференциации геологической науки привел к потере цельной концепции о движущих силах, определяющих принципиальные черты развития недр и лика нашей планеты. «Что можно сказать о недрах Земли? Хорошо известны скорость волн землетрясений в Земле и распределение плотности внутри нашей планеты. Но физики не смогли создать хорошей теории плотности вещества при давлениях, ожидаемых в центре Земли. Иными словами, мы не представляем себе слишком хорошо свойств вещества в таких условиях. Со своей планетой мы справляемся куда хуже, нежели с состоянием вещества в звездах. Необходимый для этого математический аппарат не разработан, он, по-видимому, чрезвычайно сложен» (Фейнман и др., 1967).

Геологические процессы, которые протекают близ поверхности нашей планеты, разномасштабны по многим параметрам и на первый взгляд кажутся несопоставимыми. В настоящее время о Земле накоплено множество эмпирических фактов; настоятельно встает проблема их обобщения и объяснения с некоторых единых позиций. В существовании разного подхода к объяснению причин, обуславливающих основные структурные элементы литосферы и распределение в ней полезных ископаемых, есть свой психологический аспект: геолог наглядно видит в течение очень короткого по геологическим масштабам времени лишь приповерхностное выражение глубинных процессов. Интенсивное накопление в последнее десятилетие качественно новых геофизических и геохимико-петрологических данных создает благоприятные предпосылки для разработки фундаментальной теории геологического развития нашей планеты.

Глубинные процессы на поверхности проявляются в основном в виде механических, тепловых и геохимических эффектов. На определенном этапе анализ с позиций механики сплошных сред может играть весьма существенную роль в исследовании общих закономерностей развития Земли. Впервые эта мысль была вы-

сказана Эри в середине прошлого столетия и несколько десятилетий была направляющей.

Разнокачественность и разномасштабность геологических процессов находит свое отражение в многообразии механических свойств, которые проявляет один и тот же материал, поэтому при изучении механики земных недр необходимо изучение реологических свойств вещества в различных физических условиях. До последнего времени изменения реологических параметров горных пород в условиях высоких давлений и температур были изучены крайне слабо; сейчас эта область науки активно прогрессирует.

Все геологические процессы происходят в гравитационном поле, поэтому флюктуации плотности в недрах Земли в значительной мере определяют направленность динамики развития глубинных процессов, тогда как реологические свойства — их протекание во времени и характер проявления на поверхности.

Эта книга посвящена некоторым принципиальным проблемам развития поверхностных структур на основе исследования глубинных процессов с позиций механики сплошных сред в поле силы тяжести.

Геолого-геофизические обобщения и новые построения даны С. А. Ушаковым, их анализ проведен авторами совместно, математическое решение задач выполнено М. С. Крассом.

Авторы благодарят чл.-корр. АН СССР В. В. Федынского за ценные замечания по рукописи, признательны профессору С. С. Григоряну за помощь в математической постановке и обсуждении задач, доктору физ.-мат. наук В. П. Мясникову — за участие в обсуждении отдельных проблем.

# 1. РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СРЕДЫ И ГОРНЫЕ ПОРОДЫ

## ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О РЕОЛОГИИ

Два-три десятилетия назад в самостоятельную область механики выделилась реология — наука о деформациях и текучести вещества. Реологические методы получили широкое распространение при проведении физико-химических и физических исследований веществ; они применяются для решения разнообразных технологических задач в горном деле и т. п.

Само слово «реология» происходит от греческого *ρεω*, что означает «теку». Обычно его употребляют в более широком смысле: им назван раздел физики, изучающий деформации материалов.

Деформацией будем называть относительное смещение частиц материального тела, при котором не нарушается его сплошность. Если под воздействием конечных сил деформация увеличивается во времени непрерывно и необратимо, то это означает, что материал течет. Различают два вида течения — пластическое и вязкое. Пластическое течение возникает лишь в том случае, когда воздействующие на тело силы превышают некоторый предел — предел текучести материала. Вязкое течение имеет место при воздействии сколь угодно малых сил, однако при их уменьшении скорость деформации понижается, а при исчезновении — обращается в нуль. Деформация вызывается нагрузками, которые вместе с объемными силами и реакциями связей образуют систему внешних сил. После прекращения действия внешних сил (разгрузка) деформация частично исчезает. Деформация, исчезающая при нагрузке, называется упругой деформацией, а свойство деформированных тел восстанавливать свою форму называется упругостью.

Наука, изучающая однородные или квазиоднородные материалы в предположении, что они являются сплошными средами (т. е. на феноменологическом уровне), называется феноменологической реологией. Макрореология оперирует с материалами, считая их однородными и лишенными структуры. В дальнейшем будем использовать при анализе явлений только этот подход, не вдаваясь в подробности кристаллических и предельных дискрет-

ных образований. Вообще говоря, каждый материал, как правило, представляет собой дисперсную систему, которая состоит из двух или более фаз. С реологической точки зрения дисперсные системы можно разделить на золи (аналог жидкости), на студни (аналог твердого тела), на гели, занимающие промежуточное положение. Сплошной фазой в золях является жидкость, дисперсная фаза может быть или жидкой — эмульсия, или твердой — суспензия. В геле в основном преобладает твердая фаза, однако она не всегда имеет однородную структуру. Структура геля может быть губчатой: отдельные зерна разделяются тонкими слоями в аморфной фазе. При этом материал может считаться квазиоднородным в том случае, «когда размер наибольшего из диспергированных элементов меньше, чем размеры самых малых элементов объема, деформация которых составляет предмет исследования» (Рейнер, 1965).

Микрореология имеет дело с реологическим поведением многофазных систем с меняющимися свойствами их компонент. Ввиду сложности строения реальных дисперсных сред обычно вместо системы с неизвестной структурой вводится механическая модель. При этом предполагается, что поведение модели аналогично поведению реальной системы.

Реология основывается на законах механики и устанавливает взаимосвязь между силами, действующими на материальное тело, и вызванными ими деформациями.

Каждая частица материала может рассматриваться как тело, которое подчиняется в своем движении законам механики. Рассматривая отдельную частицу как элемент объема тела, можно записать для нее уравнения динамики с учетом принципа Даламбера:

$$\Sigma \vec{F} = 0, \quad \Sigma \vec{M} = 0, \quad (I.1)$$

т. е. условия равновесия; здесь  $\vec{F}$  и  $\vec{M}$  — соответственно векторы силы и момента. На элемент объема могут действовать силы объемные (например, вес) и поверхностные. Последние могут быть внешними, если часть поверхности элемента совпадает с поверхностью тела, или внутренними, которые действуют на выделенный элемент со стороны остальной части тела по закону Ньютона о действии и противодействии. Поверхностная сила, отнесенная к единице площади, называется напряжением. Совокупность напряжений, которые возникают в рассматриваемой точке на площадках, ориентированных различным образом по отношению к координатным осям, определяет напряженное состояние в точке, формализуемое тензором второго ранга. Из второго уравнения (I.1) следует симметричность тензора напряжений.

Кинематическое состояние тела определяется координатами всех его частиц в любой момент времени  $t$ . Сплошность тела со-

храняется, если бесконечно малые перемещения частиц являются непрерывными функциями координат:

$$du_i = \sum_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_k, \quad (1.2)$$

где  $u_i$  — смещение вдоль одной из осей.

В реологии предполагается, что между кинематическими характеристиками процесса деформирования (тензоры деформаций, скоростей деформаций и т. д., однозначно выражаемых через поля смещений, скоростей и т. д.) и характеристиками напряженного состояния (тензором напряжений и его производными по времени) существует некоторая связь, называемая обычно реологическим уравнением состояния. Сама форма реологического уравнения может устанавливаться экспериментальным путем. Однако эта форма является точной зависимостью между математическими величинами, т. е. она описывает свойства идеального материала, который служит основой для сравнения, когда анализируется поведение реального вещества.

Реология описывает тело Гука (твердое тело), ньютонову жидкость, тело Сен-Венана — твердое тело, обладающее некоторым пределом текучести. Первое — идеально упругое тело рассматривается в классической теории упругости, второе — вязкая «простая» жидкость — в классической гидродинамике, третье — в теории пластичности.

Соответствующие реологические уравнения для них имеют вид:

$$\tau = \mu u, \quad (1.3)$$

$$\tau = \eta \dot{u}, \quad (1.4)$$

$$\tau = \tau_T, \quad (1.5)$$

где  $\tau$  — напряжение сдвига;  $u$  — градиент смещения;  $\mu$  — модуль сдвига;  $\eta$  — коэффициент вязкости при сдвиге;  $\tau_T$  — предел текучести.

Каждый реальный материал можно представить как тело, обладающее в различной степени всеми реологическими свойствами — упругостью, вязкостью, пластичностью. При исследовании того или иного явления важно подобрать реологическую модель его, компонентами которой в определенном сочетании являются элементы, описываемые уравнениями (1.3) — (1.5). Следует отметить, что это уже само по себе представляет подчас значительную трудность, ибо связано с громоздкими оценками, постановкой эксперимента и т. п. При изучении геологических процессов большой длительности вопрос об эксперименте, естественно, отпадает, и мы можем пользоваться лишь методом аналогии и сравнения.

В соответствующих классических теориях  $\mu$ ,  $\eta$  и  $\tau_T$  представляют собой константы; при изучении поведения реальных мате-

риалов необходимо учитывать, что они сами могут являться функциями напряжений или кинематических характеристик деформации. Эта зависимость устанавливается экспериментально либо на основании каких-то косвенных данных (например, сведений о структуре вещества), причем реологические связи типа (1.3)—(1.5) становятся нелинейными.

Реологические свойства, которые могут быть фундаментальными или сложными, определяют параметры реологических уравнений. Фундаментальные свойства описываются уравнениями (1.3)—(1.5), сложные свойства присущи сложным телам и могут быть получены в результате комбинации простых.

Простые тела, обладающие фундаментальными свойствами (упругость, пластичность и вязкость), можно аппроксимировать следующими механическими моделями. Спиральная пружина определяет модель для тела Гука (Н-тело), ее удлинение  $\Delta l$  описывается законом Гука

$$\Delta l = \frac{p}{E}, \quad (1.6)$$

где  $p$  — нагрузка;  $E$  — упругая жесткость пружины.

Элемент, состоящий из наполненного вязким маслом цилиндра, в который вставлен поршень, моделирует вязкую жидкость (N-тело). N-тело описывается уравнением

$$\dot{\Delta l} = \frac{p}{\eta}. \quad (1.7)$$

Сухое трение, возникающее при движении груза, покоящегося на столе, является моделью для описания пластического тела (Stv-тела, или тела Сен-Венана).

Эти три простые модели можно соединять между собой параллельно (|) или последовательно (—). При параллельном соединении полная нагрузка на тело равна сумме нагрузок, передаваемых отдельными элементами, тогда как скорости удлинения элементов одинаковы. При последовательном соединении полная скорость есть сумма скоростей составляющих элементов, и каждый элемент передает полную нагрузку.

Тело Максвелла (упруго-вязкость):

$$M = H - N. \quad (1.8)$$

Оно реализует сложение скоростей деформации

$$\dot{i} = \frac{\dot{\tau}}{2\mu} + \frac{\tau}{2\eta}. \quad (1.9)$$

Тело Максвелла представляет собой жидкость, хотя и обладает некоторой упругостью. Если под действием напряжения  $\tau_0$  в нем возникает постоянная деформация, то напряжение убывает по закону

$$\tau = \tau_0 \exp\left(-\frac{t}{T}\right), \quad (1.10)$$

где  $T = \frac{\tau_0}{\mu}$  — период релаксации.

Из формулы реологической связи для тела Максвелла (I.9) видно, что если продолжительность эксперимента очень мала ( $t \ll T$ ), то  $u = \frac{\tau}{2\mu}$ , и материал ведет себя как твердое тело Гука; если продолжительность достаточно велика ( $t \gg T$ ), то  $\tau = 2\eta\dot{u}$ , и материал ведет себя как вязкая ньютонова жидкость. Течение, определяемое уравнением

$$\dot{u}_0 = \frac{\tau_0}{\mu} T,$$

называют установившейся ползучестью (аналог вязкого течения); эта деформация является необратимой: после снятия нагрузки тело остается в деформированном состоянии. Например, бетон в период нагрузки, измеряемый днями или часами, ведет себя как упругое твердое тело, в связи с чем он и применяется как строительный материал. Наблюдения за деформациями бетона в течение нескольких лет позволяют выявить его течение (Рейнер, 1965).

Тело Кельвина (упругое последствие); реологическая формула для этого случая имеет вид

$$K = H \mid N. \quad (I.11)$$

Результирующая нагрузка на это тело представляет собой сумму напряжений сдвига для вязкого и упругого тела; здесь упругость характеризует собой релаксацию и упругое последствие:

$$\tau = 2\mu\dot{u} + 2\eta u. \quad (I.12)$$

Деформация тела Кельвина при нагрузке не развивается мгновенно, а задерживается вследствие упругого преддействия. Эффекты запаздывания при нагрузке и разгрузке вызваны упругим последствием, и величина  $T$  представляет собой время последствия. Для больших  $T$  упругое последствие можно рассматривать как медленное течение, поэтому оно называется неустановившейся ползучестью. При снятии напряжения деформация сдвига уменьшается по закону обратного упругого последствия:

$$u = \frac{u_0}{2\mu} \exp\left(-\frac{t}{T}\right). \quad (I.13)$$

Если  $T$  не слишком велико, то процесс практически завершается по истечении некоторого конечного промежутка времени.

Вязко-пластическое, или бингамово, тело представляет собой идеализированное твердое пластическое тело, сопротивляющееся пластической деформации и не только из-за пре-

дела текучести, но и из-за пластической вязкости. Его реологическая формула имеет вид:

$$B = H - (N | Stv). \quad (I.14)$$

Механизм деформации описывается уравнением

$$\tau = 2\mu u \quad \text{при} \quad |\tau| < |v|; \quad (I.15)$$

$$\tau - v = 2\eta \dot{d} \quad \text{при} \quad |\tau| > |v|.$$

На пределе текучести  $\dot{d}=0$ ,  $u=0$ ,  $\tau=v=2\mu\theta$ , где  $\dot{d}$  — градиент скорости деформации,  $\theta$  — предельная упругая деформация,  $v$  — предел текучести.

Как видно из формулы для механизма деформации, при напряжении сдвига меньше некоторого предельного тело Бингама деформируется, как упругое тело Гука. В случае, когда напряжение сдвига превышает предельное значение, тело Бингама течет с некоторой пластической вязкостью.

Тело Джеффриса. Для описания реологического поведения земной коры Г. Джеффрис постулировал материал, реализуемый реологической формулой

$$G = N | M. \quad (I.16)$$

Эта формула описывает релаксирующие гели, которые являются дисперсией жидкости в твердом теле; внешние поверхностные силы действуют непосредственно на твердую фазу, а затем напряжения от твердого скелета передаются на жидкую фазу. Упругое поведение скелета замедляется реакцией жидкой фазы. В таких системах течение или ползучесть обусловлены релаксацией упругих напряжений, вызванных деформацией упругого скелета.

Тело Бюргерса представляет собой последовательное соединение тел Максвелла и Кельвина:

$$B_u = M - K. \quad (I.17)$$

Свойство, которым характеризуется тело Бюргерса, называется вязко-упругостью. Оно включает в себе как установившуюся, так и неуставившуюся ползучесть. Уравнение реологической связи имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{u} + \frac{\eta_K}{\mu_K} \ddot{u} &= \frac{\tau}{2\eta_M} + \\ + \frac{\tau}{2} \frac{\eta_M \mu_K + \eta_M \mu_M + \eta_K \mu_M}{\eta_M \mu_K \mu_M} + \frac{\ddot{\tau}}{2} \frac{\eta_K}{\mu_K \mu_M}, \end{aligned} \quad (I.18)$$

где индексы М и К относятся соответственно к телам Максвелла и Кельвина.

При отсутствии упругого последствия и больших периодов времени действия нагрузки выражение (1.18) сводится к уравнению Максвелла (1.9). Тело Бюргерса в процессе нагружения обнаруживает мгновенную и задержанную упругости, а также вязкое течение (т. е. неустановившуюся и установившуюся ползучести). При разгрузке наблюдаются мгновенная и запаздывающая упругие деформации, а также необратимая деформация вязкого течения. Тело Бюргерса обладает как временем релаксации, так и временем последствия. Эта модель хорошо применима, например, для описания реологического поведения цементного камня.

Как уже отмечалось ранее, процессы геомеханики характеризуются большими периодами — десятки, сотни, тысячи и миллионы лет. Это требует определенных условий для реологических моделей изучаемых явлений. Свойства одного и того же реального тела могут изменяться в зависимости от величины и времени приложения нагрузки, поэтому разница между твердым телом и жидкостью лишь относительная: «все течет», если есть достаточно времени. «И горы текут перед Властелином» — это следует понимать, что они текут, если время наблюдения измеряется в геологической шкале» (Рейнер, 1963). Таким образом, строгое реологическое разделение относится к абстрактным телам, а не к реальному веществу. Даже такие «твердые» с общепринятой точкой зрения материалы, как камень, стекло, бетон, обнаруживают при длительных нагрузках свойство жидкостей — они медленно текут или, как принято говорить в реологии, ползут, т. е. обладают свойством ползучести. При этом деформация не исчезает при удалении нагрузки. В частности, максвелловская жидкость была постулирована из того факта, что, хотя некоторые материалы медленно текут или ползут (так называемое псевдовязкое течение), они обладают упругостью (Рейнер, 1963).

Именно длительность и масштабы геологических процессов давали основание исследователям рассматривать вещество земной коры и верхней мантии как вязкую жидкость, а процессы перемещения в поле силы тяжести — как псевдовязкое течение или ползучесть.

Вид кривых ползучести  $\epsilon = f(t)$  при постоянной нагрузке для разных материалов и усилий довольно разнообразен, тем не менее имеет место общая закономерность процесса ползучести (рис. 1). При нагружении  $\sigma_0$  возникает мгновенная деформация  $\epsilon^0$ , изображаемая отрезком  $OA$ ; участок  $AB$  характеризует убывание скорости ползучести, так называемый первый (или переходный) период ползучести, длительность которого относительно невелика. По мере приближения к точке  $B$  убывание скорости деформации замедляется, и, наконец, на участке  $BC$  скорость  $\frac{d\epsilon}{dt}$  становится практически постоянной — так называемый второй период ползучести или период квазивязкого течения. Этот период весьма длительный; он переходит в участок  $CD$ , который

характеризует возрастание скорости деформации (разрушение хрупкое либо «вязкое»).

Следуя Е. Андраде (Качанов, 1960), деформацию ползучести разлагают на две составляющие (см. рис. 1, б):

$$\varepsilon^c = \varepsilon_I + \varepsilon_0.$$

Деформация  $\varepsilon_I$  накапливается в течение первого периода и в дальнейшем остается постоянной; именно ею и характеризуется

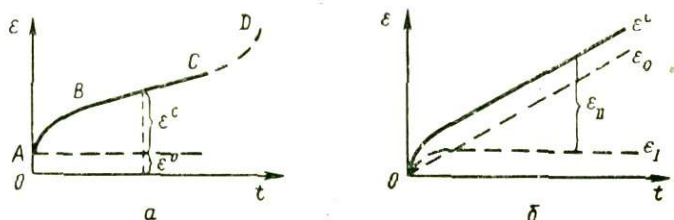


Рис. 1. Кривые ползучести (по Качанову, 1960).

а — обобщенная; б — разложенная на составляющие.

переходная ползучесть. Составляющая деформации  $\varepsilon_0$  растет пропорционально времени и соответствует квазивязкому течению.

## РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД

Все реальные тела в зависимости от величины, времени действия и условия приложения нагрузки проявляют самые различные свойства. Одно и то же тело обнаруживает упругость, пластичность, обладает вязкостью и хрупкостью. В этом смысле никакой набор реологических свойств, заранее детерминированный, не отражает поведение реального тела при изменении параметров процесса в широких диапазонах. Например, при прохождении сейсмических волн поведение горных пород достаточно хорошо описывается законом Гука; при длительных процессах, изменяющихся в геологическом масштабе времени, упругая составляющая значительно уменьшается, и поведение горных пород описывается соответствующими уравнениями ползучести. Можно отметить основные факторы, определяющие реологическое поведение тела в каждом конкретном случае: 1) время приложения, величина и характер возмущающей нагрузки; 2) физическое состояние и изменение формы тела.

Геодинамика, т. е. механика тектонических процессов коры и мантии Земли, использует принципы механики сплошных сред и определяется некоторыми специфическими особенностями. Во-первых, она рассматривает все явления с обязательным учетом влияния поля силы тяжести; во-вторых, параметры изучаемых ею динамических процессов изменяются в самых широких преде-

лах по времени, величине нагрузки и ее пространственным масштабам. Так, например, разрядка напряжений в очаге землетрясений — процесс, протекающий от секунд до нескольких суток; накапливаются эти напряжения годами, а глубинные процессы, приводящие к накоплению напряжений, длятся сотни тысяч и миллионы лет.

При моделировании динамических природных процессов используются два метода: первый, наиболее широко распространенный — экспериментальный и второй — теоретический, т. е. собственно геодинамика. Они взаимосвязаны, поскольку на первом этапе изучения преимущественное развитие имеет эксперимент, который является базой для установления и развития теоретических соотношений и обобщения моделей природных процессов. Впоследствии эксперимент служит проверкой теоретических построений.

Эксперименты делятся на два вида — природный (если имеется возможность наблюдать за определенным явлением с достаточной достоверностью) и искусственный, т. е. реализуемый исследователем.

Природными экспериментами являются, например, динамические процессы в областях современной тектонической активности, процессы деформации льда в областях материковых и горных оледенений, а также геологические явления, например оползни, обвалы, связанные с деформацией ползучести. Последние изучены экспериментально и теоретически наиболее детально. Хорошо известно, например, неравномерное оседание фундамента Пизанской башни в результате ползучести глин, залегающих в виде линз в толще песчаного основания. Это явление наблюдается свыше семи столетий. Исаакиевский собор в Ленинграде, построенный в середине прошлого столетия, к настоящему времени дал осадку более чем на 40 см. Процессы ползучести горных пород играют большую роль и тщательно учитываются при возведении гидротехнических сооружений и любых постройках на мерзлых грунтах<sup>1</sup>.

В динамических процессах с большой временной протяженностью соотношения между нагрузкой и деформацией характеризуются явлениями ползучести. Свойство материала деформируется при неизменной внешней нагрузке принято называть ползучестью или последствием. Деформация ползучести может быть упругой и упруго-пластической. Механическое поведение реальных материалов, кроме внешних факторов, зависит также от их старения, т. е. изменения физико-механических свойств во времени в результате внутренних физико-химических процессов. Вследствие этого деформация ползучести реальных тел при дли-

---

<sup>1</sup> Именно поэтому реология горных пород явилась объектом исследования прежде всего инженеров-геологов.

тельных процессах никогда не бывает чисто упругой, а в основном упруго-пластическая и пластическая (рис. 2).

С длительным деформированием материала связано другое его свойство — длительная прочность. В лабораторных условиях

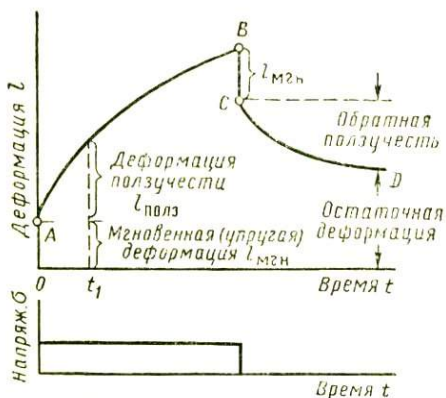


Рис. 2. Механическое поведение материала, обладающего упруго-пластической ползучестью, при нагружении и последующей разгрузке.

методами кратковременных испытаний определяется некоторая стандартная прочность. При долговременном воздействии постоянных нагрузок, величина которых меньше стандартной прочности, материалы разрушаются. Такое свойство реальных материалов носит название длительной прочности. Чем продолжительнее время воздействия нагрузки, тем меньше прочность материала. Кривая длительной прочности (рис. 3) имеет затухающий характер, и с увеличением времени испытания прочность материала стремится к некоторой величине, называемой пределом длительной прочности  $\sigma_{дл}$ . Прочность

материала, соответствующая определенной длительности действия нагрузки, называется текущей прочностью. Кривая, приведенная на рис. 3, справедлива для многих материалов (бетон, древесина,

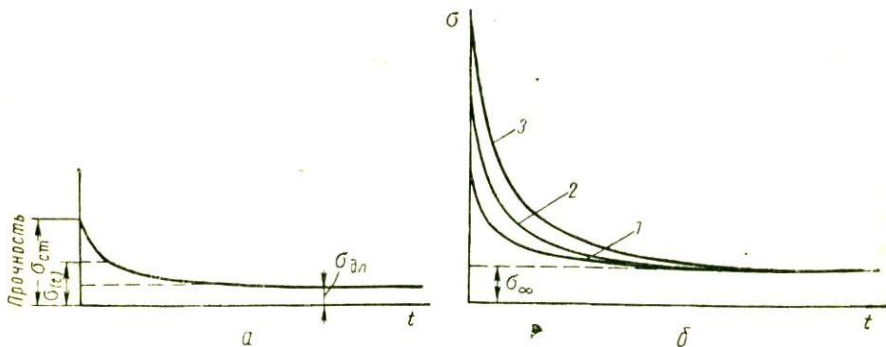


Рис. 3. Кривые длительной прочности (а) и релаксации (б).

$\sigma_{ст}$  — стандартная (начальная) прочность;  $\sigma(t)$  — текущая прочность;  $\sigma_{дл}$  — длительная прочность; 1 — предел установившегося течения; 2 — прогрессирующее течение; 3 — разрушающее напряжение.

лед, пластмассы, металлы при высокой температуре, мерзлые грунты, различные горные породы).

Разрушение материала наступает после стадий установив-

шегося и прогрессирующего течений. Время наступления этих состояний для каждого материала зависит от величины напряжения: чем меньше напряжение  $\sigma$ , тем большее время длится это состояние. На рис. 3, б кривая 1 соответствует изменению во времени предела установившегося течения, кривая 2 — изменению напряжения  $\sigma_{пр}$ , вызывающего прогрессирующее течение, кривая 3 — изменению разрушающего напряжения  $\sigma_{раз}$ . Все три кривые имеют общую асимптоту — предел длительной прочности.

Механические свойства горных пород наиболее полно изучены в инженерной геологии. Фундаментальные исследования длительных деформаций проводились Н. Н. Масловым, С. Н. Максимовым, Н. Я. Денисовым и др. Были получены количественные оценки критериев ползучести и реологических параметров. Так, для различных глинистых грунтов от мягкой до тугопластичной консистенции коэффициенты вязкости  $\eta$  и пластической вязкости  $\eta'$  изменяются в пределах  $1,2 \cdot 10^{10}$ — $4,4 \cdot 10^{13}$  нз. Опыты по исследованию глинистых грунтов показали, что в пластическом состоянии они могут быть отнесены к телу Бингама при градиентах скоростей деформации до  $10^{-5}$  сек<sup>-1</sup>. Установлено, что в процессе деформирования коэффициент вязкости  $\eta$  может изменяться на 3—5 порядков и достигать  $10^{15}$  нз.

Интересные результаты получены в многочисленных опытах по определению механических свойств и реологических параметров мерзлых грунтов (Вялов и др., 1962). Экспериментально установлено, что зависимость между деформацией и напряжением нелинейна и имеет степенной вид:

$$\varepsilon = \kappa \sigma^n, \quad (I.19)$$

где  $\kappa$  — коэффициент, зависящий от свойств вещества. На кривых ползучести замороженных грунтов четко выражены участки, соответствующие описанным ранее трем, стадиям ползучести: 1) неустановившейся, с постепенно уменьшающейся скоростью деформации; 2) установившейся, когда деформация протекает с практически постоянной скоростью; 3) прогрессирующие течения с возрастающей скоростью деформации (рис. 4). Критические точки А и В, разделяющие эти участки течения, достаточно хорошо выявляются на приведенных кривых. Продолжительность стадии ползучести зависит прежде всего от величины действующей нагрузки. Так, при испытании келловейской супеси на одноосное сжатие в диапазоне температур от  $-5$  до  $-10^\circ\text{C}$  при нагрузках, составляющих 80—90% от условно-мгновенной прочности, стационарная фаза (течение с практически постоянной скоростью) достигалась через 5—20 мин, а прогрессирующее течение — через 15—40 мин. Для нагрузок, составляющих примерно 50% от условно-мгновенной прочности, эти стадии достигались соответственно через 9—11 и 27—31 ч (см. рис. 4).

Нелинейность закона реологической зависимости (I.19) свидетельствует о том, что вязкость мерзлых грунтов существенно

зависит от напряжения. Так, для замороженной (примерно до  $-10^{\circ}\text{C}$ ) пылеватой супеси при изменении сжимающей нагрузки  $\sigma$  от 10 до  $50 \text{ кг/см}^2$  коэффициент вязкости  $\eta$  снижается от  $4,6 \cdot 10^{14}$  до  $5,9 \cdot 10^{11}$  нз. Для глины бат-байоса изменение напряжения от 25 до  $40 \text{ кг/см}^2$  приводит к уменьшению коэффициента

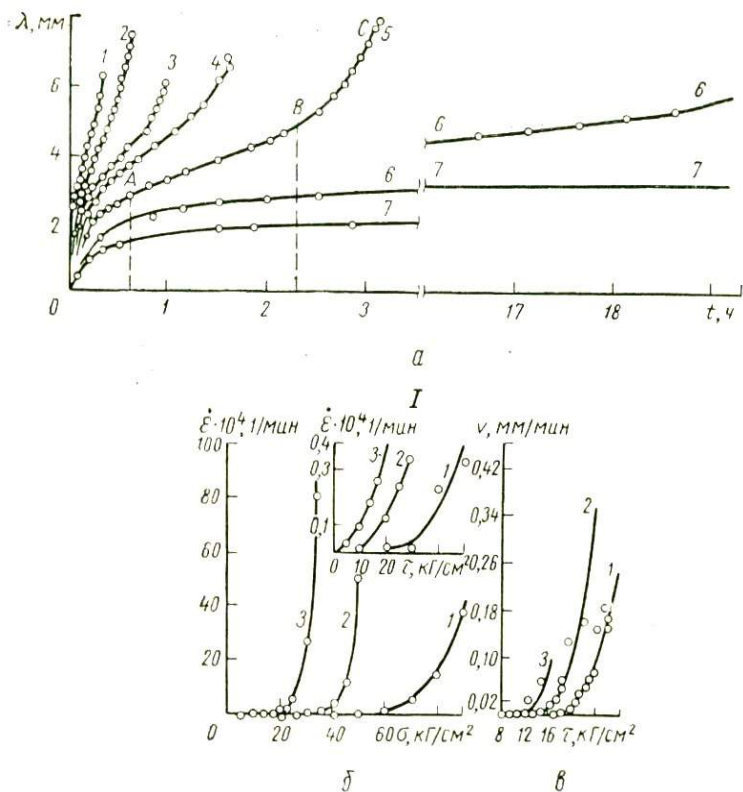


Рис. 4. Реологические кривые замороженной келловейской супеси (по Вялову и др., 1962).

а — кривые ползучести для замороженных грунтов при сдвиге; температура  $-10^{\circ}\text{C}$ , нормальное напряжение  $20 \text{ кг/см}^2$ ; касательное напряжение равно 30(1), 28(2), 27(3), 26(4), 25(5), 21,5(6), 21(7)  $\text{кг/см}^2$ ; б — относительное сжатие при температуре  $-20^{\circ}\text{C}$  (1),  $-10^{\circ}\text{C}$  (2) и  $-50^{\circ}\text{C}$  (3); в — сдвиг при нормальной нагрузке 20(1), 10(2) и 6(3)  $\text{кг/см}^2$ ; температура  $-10^{\circ}\text{C}$ .

вязкости  $\eta$  от  $3,7 \cdot 10^{14}$  до  $4,1 \cdot 10^{17}$  нз. При увеличении нагрузки уменьшение вязкости происходит неравномерно, о чем говорит характер реологических кривых (см. рис. 4, б, в); это видно также из закона (I.19): чем больше напряжение, тем ниже вязкость.

На процесс развития деформации мерзлых грунтов во времени существенное влияние оказывают, кроме нагрузки и характера

грунтов, их температура и особенности строения. Влияние температуры хорошо прослеживается при сравнении кривых ползучести для келловейской супеси (рис. 5): чем ниже температура, тем ниже и более полого проходит кривая ползучести, иными словами, деформация мерзлого грунта с понижением температуры

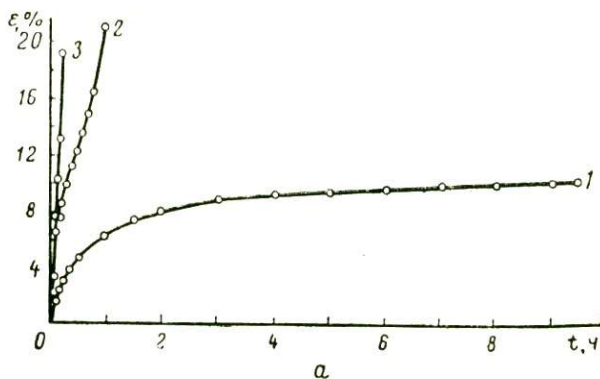
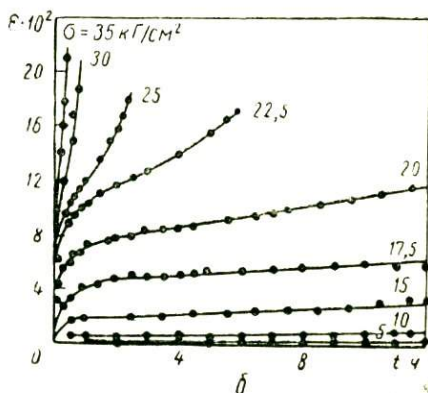


Рис. 5. Влияние температуры на келловейскую супесь (по Вялову и др., 1962).

*a* — кривые ползучести при температуре  $-20^{\circ}\text{C}$  (1),  $-10^{\circ}\text{C}$  (2) и  $-5^{\circ}\text{C}$  (3); *b* — кривые напряжения — деформация при температуре  $-5^{\circ}\text{C}$ .



уменьшается. Продолжительность стадий ползучести увеличивается с понижением температуры, при этом доля неустановившейся деформации снижается, а доля установившейся ползучести повышается.

Из характера кривых ползучести замороженных грунтов на участках с практически постоянной скоростью (см. рис. 5, *a*) следует, что вязкость мерзлых грунтов возрастает с понижением температуры (рис. 6). Особенности зависимости развития деформаций мерзлых грунтов во времени от температуры объясняются изменением реологических свойств льда и количества связанной воды в процессе деформирования. Интересно отметить, что принципиально кривые ползучести мерзлых грунтов такие же, как у металлов. Это объясняется общей физической закономерностью,

закрывающейся в изменении подвижности атомов и молекул в зависимости от температуры. Как показывают экспериментальные данные, параметр  $n$  меняется в реологической связи (I.19) при колебаниях температуры незначительно, в пределах статической ошибки наблюдения (Вялов и др., 1962).

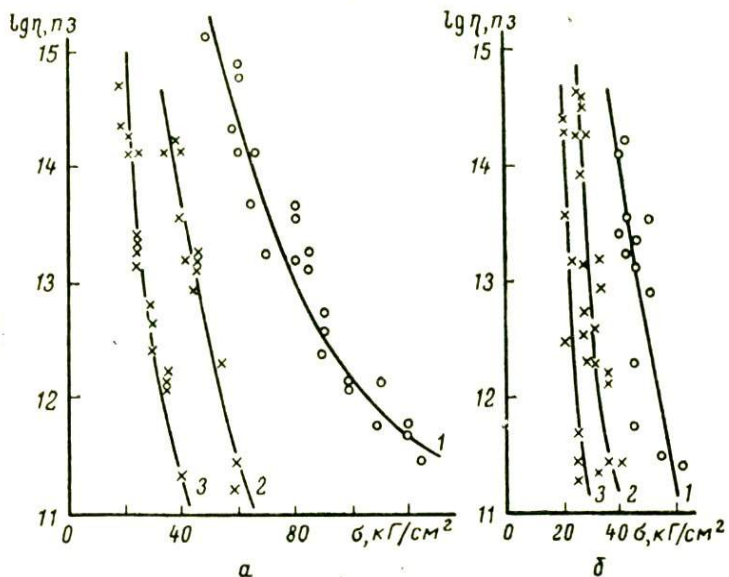


Рис. 6. Сравнение коэффициентов вязкости замороженных грунтов при температуре  $-20^{\circ}\text{C}$  (1),  $-10^{\circ}\text{C}$  (2) и  $-5^{\circ}\text{C}$  (3) (по Вялову и др., 1962).

*a* — келловейская супесь; *b* — глина бат-байоса.

Влияние особенностей строения мерзлых грунтов на характер деформации сказывается в следующем. Когда плоскость сдвига проходит параллельно слоистости, деформация развивается легче, чем при перпендикулярности плоскости сдвига и слоистости. В последнем случае характер деформируемости зависит от угла  $\alpha$  между направлением сдвигающего усилия и слоистостью породы: наибольшая величина деформаций имеет место при  $\alpha=90^{\circ}$  и наименьшая — при  $\alpha=0$ .

На примере мерзлых грунтов наиболее полно экспериментально изучены присущие горным породам фундаментальные реологические свойства и их зависимость от величины нагрузки, времени ее приложения и температуры. В данном случае мерзлые грунты являются удобным объектом исследований, поскольку при эксперименте они требуют сравнительно небольших изменений нагрузки, времени ее воздействия и невысоких температур.

Исследования механических свойств горных пород связаны с более широким диапазоном величин указанных параметров.

У горных пород необратимая деформация ползучести начинается с некоторого предела напряжений. Этот предел зависит от свойств породы, температуры и всестороннего давления, а также от длительности воздействия нагрузки. В частности, у мерзлых грунтов деформация ползучести начинается практически мгновенно при нагрузке 10—50 кг/см<sup>2</sup> (см. рис. 4), и при увеличении продолжительности воздействия, как показывают эксперимен-

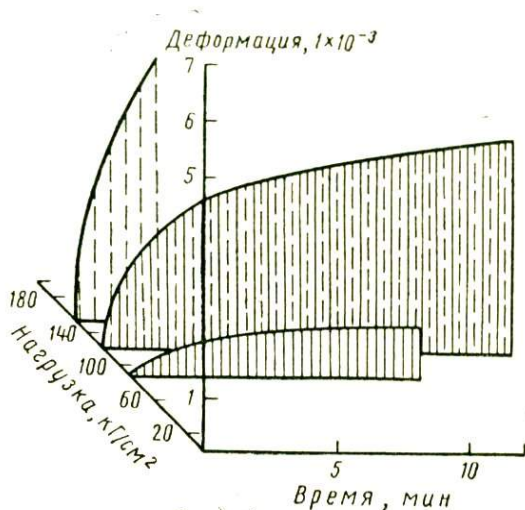


Рис. 7. Диаграммы кинетики горных пород при различной величине напряжений (Белоусов, Гзовский, 1964).

тальные данные (см. рис. 5, б), деформации ползучести развиваются при меньших нагрузках. Для более полной характеристики соотношений между нагрузкой и деформацией необходима совокупность ряда схем кинетики деформации. Для этого используется представление результатов в трехмерном пространстве (рис. 7).

Поскольку горным породам в реальных геологических условиях присуще явление ползучести, необходимо остановиться на проблеме прочности пород. В деформациях горных пород обычно различают (Белоусов, Гзовский, 1964) два типа разрушения — отрыв и сколы. Тип разрушения в каждом конкретном случае определяется соотношением между характером напряженного состояния, вызывающего разрыв, и прочностями материала на отрыв и скалывание. Прочности на отрыв  $P_{\sigma}$  и на скалывание  $P_{\tau}$  не являются постоянными, уменьшаясь с увеличением длительности действия нагрузки и возрастая с повышением всестороннего сжатия и понижением температуры, т. е.  $P_{\sigma}$  и  $P_{\tau}$  — две разно-

видности прочности  $\sigma$ , характер изменения которой во времени рассматривался ранее (см. рис. 3). При кратковременных экспериментах пользуются понятием условно-мгновенной прочности со временем действия разрушающей нагрузки 1 сек.

Характеристика условно-мгновенных прочностей  $P_{\sigma}$  и  $P_{\tau}$  горных пород различных типов приведена в табл. 1.

Таблица 1

**Условно-мгновенные прочности горных пород при всестороннем давлении  
около 1 кг/см<sup>2</sup> и комнатной температуре  
(Белюсов, Гзовский, 1964)**

Горные породы	Прочность, кг/см <sup>2</sup>			
	на отрыв	на скалывание		
		мини-мальная	максимальная	средняя статистическая
Граниты . . . . .	30	600	1800	750
Диабазы . . . . .	50	650	2300	900
Гнейсы . . . . .	—	400	1600	800
Кварциты . . . . .	80	130	1600	1000
Кристаллические сланцы . . . . .	—	300	1500	700
Мраморы . . . . .	50	120	1300	500
Известняки . . . . .	50	100	1800	450
Песчаники . . . . .	20—60	200	750	—
Глинистые сланцы . . . . .	30—40	180	260	—
Каменная соль . . . . .	15—50	90	—	—
Угли . . . . .	—	20	80	—

В геологических процессах период действия нагрузки достигает  $10^8$  лет. Влияние времени на прочность определяется по данным сравнительно кратковременных экспериментов. Точнее оценить длительную прочность горных пород на современном этапе исследований не представляется возможным. Исходя из характера кривых прочности (см. рис. 3), можно предполагать, что для периода действия нагрузки  $10^4$ — $10^8$  лет длительные прочности, как минимум, на один—два порядка меньше соответствующих условно-мгновенных.

Эксперименты, проведенные для изучения механических свойств таких горных пород, как гипсы, гнейсы, кристаллические сланцы, показывают, что они подчиняются реологическому закону (I.19) с показателем  $n > 1$ , т. е. эффективная вязкость снижается с увеличением нагрузки. Например, по данным Д. Т. Грисса, эффективная вязкость гипса изменяется от  $5 \cdot 10^{17}$  нз (при интенсивности касательных напряжений  $\tau_i \approx 60$  кг/см<sup>2</sup>) до  $6 \cdot 10^{15}$  нз (при  $\tau_i \approx 150$  кг/см<sup>2</sup>). Коэффициент вязкости, связанный с пластической деформацией различных горных пород, экспериментально

изучен очень слабо; для гранитов, гнейсов, кристаллических сланцев и интрузивных пород при нормальных температуре и давлении он изменяется в широких пределах — от  $10^{17}$  до  $10^{23}$  пз (Белобусов, Гзовский, 1964). При указанных порядках эффективной вязкости горных пород, а также линейных размерах геологических явлений 1—100 км продолжительность динамических процессов в недрах Земли достигает тысяч и миллионов лет.

Для получения достаточно полной картины интересующих исследователей явлений можно идти двумя путями: 1) создание математических моделей, т. е. описание динамики тектонических процессов системой уравнений при определенных граничных условиях; 2) лабораторное моделирование. Любая математическая модель требует априорного знания ряда параметров изучаемого явления, что возможно далеко не во всех случаях. Поэтому на отдельных этапах исследования лабораторный эксперимент играет существенную роль.

Поскольку постановка лабораторного эксперимента длительностью в тысячелетия бессмысленна, лабораторные результаты можно переносить на природные процессы только путем экстраполяции с соблюдением законов подобия. При этом характерной особенностью является то, что снижение интенсивности касательных напряжений приводит к увеличению длительности процесса; это происходит в основном за счет удлинения стационарной стадии развития деформаций.

Известно, что в жидкостях, так же как и в горных породах, развиваются упругие и пластические деформации, и кривые кинетики их деформаций подобны. Но продолжительность нестационарной стадии в жидкостях в  $10^4$ — $10^6$  раз меньше, чем у горных пород, поэтому кривые кинетики деформации жидкостей на протяжении часов, суток и месяцев аналогичны кривым для горных пород, соответствующим десяткам и сотням тысяч лет. Этот факт лежит в основе условий подобия, применяемых при пересчете результатов лабораторных экспериментов на природные явления. Однако область применимости законов подобия еще далеко не исследована, масштабы лабораторного эксперимента и природного процесса в ряде случаев не сопоставимы, т. е. здесь исследователь сталкивается с явлением, когда количество переходит в качество. Математическое моделирование, несмотря на известную идеализацию, принимает во внимание прежде всего качественную сторону изучаемого процесса, описывая интересующие исследователя факторы в целом.

Математическое моделирование и экспериментальная тектоника дополняют друг друга; они являются двумя сторонами метода познания процессов геомеханики, которые представляют собой механику реологических сред в поле силы тяжести.

## II. РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗЕМНЫХ НЕДР, УСТАНОВЛЕННЫЕ ИЗ ПРИРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

### ГЕОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ГЛЯЦИОИЗОСТАТИЧЕСКИХ ДВИЖЕНИЙ

Одним из первых исследователей, обративших внимание на реологические свойства недр Земли, был Дж. Эри (Airy, 1855). Оценивая длительную прочность земной коры, он пришел к выводу, что она не может выдержать веса крупного горного массива, поэтому должна поддерживаться компенсационными выступами с отрицательной аномальной плотностью. Дж. Эри подчеркивал, что «плавает» земная кора не обязательно в жидком субстрате: вещество, в обычном состоянии твердое, под влиянием больших нагрузок, действующих длительное время, обладает свойством пластического течения. Кроме того, для установления компенсации им постулировалась необходимость горизонтального перемещения вещества в недрах Земли, не обязательно непосредственно под корой.

Реологический подход к вопросам динамики земных недр получил существенное развитие в работах Г. Баррелла (Barrell, 1914), который рассмотрел проблему о горизонтальных перемещениях масс на глубине. Слой, в котором происходит такое перемещение, по мнению Г. Баррелла, не должен обладать сколько-нибудь существенным пределом ползучести. Этот слой был назван астеносферой, или ослабленным слоем. Вышележащий слой, который имеет предел ползучести и длительную прочность, получил название литосферы.

Вопрос о количественной оценке реологических параметров литосферы и астеносферы долгое время оставался открытым, так как сам факт существования в недрах Земли астеносферного слоя не был доказан. Одним из интереснейших природных процессов, который позволил доказать реальность астеносферы под платформенными областями, является динамика поверхности Земли в областях недавних (плейстоценовых) и современных оледенений.

В числе первых исследователей, который на основании многолетних геологических наблюдений в Норвегии пришел к выводу о гляциоизостатической динамике земной коры Фенноскандии, был Ф. Нансен (Nansen, 1922). В дальнейшем признаки последледникового поднятия были установлены во всех областях недавних материковых оледенений: в Северной Америке (Flint, 1957), на Шпицбергене, на Земле Франца-Иосифа. Вопрос о природе этих движений до середины 50-х годов XX в. оставался открытым. В частности, в нашей стране гляциоизостатическая природа современных поднятий земной коры в областях недавних материковых оледенений оспаривалась такими авторитетными учеными, как А. Д. Архангельский (1933), и геофизиками его школы. В основе их возражений лежало отрицание изостатического плавления относительно жесткой и хрупкой коры на более податливой мантии и пред-

ставление об исключительной прочности вещества земных недр.

Доказательства прогибания земной коры шестого материка под тяжестью льда были получены сравнительно недавно (Ушаков, Лазарев, 1959; Ушаков, 1963). Сейсмические определения толщи льда в Антарктиде по профилю Мирный — Пионерская показали увеличение ее мощности от периферии в глубь материка от 0 до 2—2,5 км. Гравиметрические исследования позволили установить, что эта ледовая нагрузка не создает избыточной аномалии силы тяжести, т. е. она уравновешена именно так, как распределяется в настоящее время. Маршрутные наблюдения подтвердили это положение.

Поверхность ледяного купола Антарктиды определяется в основном характером растекания льда под действием собственного веса. Следовательно, если избыточная нагрузка льда компенсирована полностью, то это могло произойти только вследствие прогибания земной коры под тяжестью льда и растекания вещества верхней мантии из-под прогибающейся

области. Динамика краевой части ледового купола Антарктиды свидетельствует о податливости вещества верхней мантии и его способности относительно быстро реагировать на изменение внешней нагрузки. В периферийной зоне материковых оледенений изменение мощности льда происходит наиболее быстро, тем не менее нагрузка льда в момент проведения гравиметрических измерений оказалась полностью компенсированной (рис. 8).

Результаты французской и английской экспедиций 1949—1953 гг. в Гренландию, измерявших мощность ледяного щита и определявших силу тяжести в центральной части острова, показали, что подледная поверхность его в общих чертах напоминает чашу и служит как бы зеркальным отображением формы поверхности ледяного щита. В случае снятия ледовой нагрузки центральные области Гренландии должны будут подняться и станут ровным плато, слегка понижающимся к западу. В Восточной Антарктиде явно чашеобразного макрорельефа каменных пород не наблюдается, вероятно, только потому, что еще до оледенения он

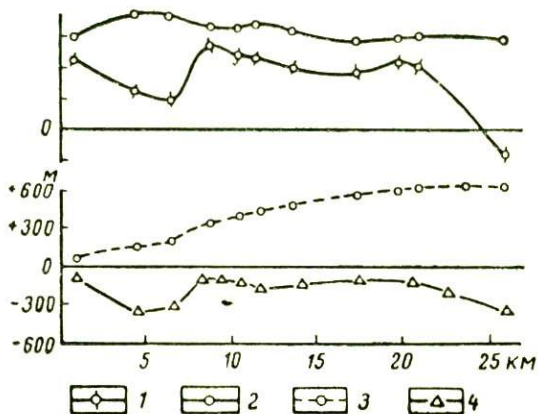


Рис. 8. Мощность льда и характер гравитационных аномалий в краевой зоне Восточной Антарктиды по профилю к югу от обсерватории Мирный.

1 — график аномалий в свободном воздухе; 2 — график аномалий, полученной после учета влияния рельефа границы лед — каменные породы; 3 — поверхность льда; 4 — дневные породы по сейсмологическим данным.

был здесь значительно более сложным, чем макрорельеф Гренландии.

Приведенные факты позволяют сделать заключение, что изостатическое равновесие как Антарктиды, так и Гренландии наступило вследствие опускания земной коры под тяжестью ледовой нагрузки. Плотность вытесняемого в результате опускания земной коры подкорового вещества близка к  $3,3\text{--}3,5\text{ г/см}^3$ , плотность льда —  $0,9\text{ г/см}^3$ . Следовательно, для установления вертикального равновесия земная кора должна была опуститься приблизительно на  $\frac{2}{7}$  средней мощности льда, лежащего выше уровня океана. Средняя мощность ледового покрова Антарктиды около  $1,8\text{ км}$ , откуда средняя величина изостатического опускания земной коры получается примерно  $0,5\text{ км}$ .

Чтобы ответить на вопрос, прогибалась ли земная кора под нагрузкой древних материковых оледенений, рассмотрим самые крупные и наиболее изученные области четвертичного оледенения в Канаде и Фенноскандии. Многочисленные геологические данные свидетельствуют о том, что в четвертичный период эти области были опущены, а в настоящее время испытывают интенсивное поднятие. Опускание и последующее поднятие земной коры связываются с воздействием нагрузки материкового оледенения.

Очевидно, что при рассмотрении вопроса о возможности прогибания земной коры под действием внешнего усилия необходимо принимать в расчет три фактора: величину усилия (давления), площадь приложения и время действия этого усилия. Так как форма поверхности материковых оледенений определяется в основном растеканием льда под действием собственного веса, то по площади древнего ледника можно приблизительно восстановить форму его поверхности и, что для нас более важно, определить среднюю мощность льда. Площади древних оледенений Фенноскандии и Канады соизмеримы с площадями соответственно Гренландии и Восточной Антарктиды, каждая из которых является отдельным ледяным куполом, поэтому средние мощности древних и современных оледенений близки. В геологическом отношении эти области также весьма сходны, поскольку большая часть площади каждой из них — древняя платформа. Вертикальное равновесие как Антарктиды, так и Гренландии установилось в результате прогибания земной коры под тяжестью ледовой нагрузки. Это позволяет утверждать, что именно ледовая нагрузка вызвала опускание Канады и Фенноскандии в четвертичный период.

Геологические данные свидетельствуют о том, что современное поднятие этих областей происходит главным образом в результате исчезновения ледовой нагрузки.

1. Как в Фенноскандии, так и в Северной Америке (Канада) граница района, испытывающего интенсивное поднятие, параллельна границе наиболее позднего оледенения.

2. Линии, соединяющие пункты равных поднятий (изобазы), суть замкнутые концентрические кривые. Восстановив форму лед-

ника во время последнего оледенения Фенноскандии, получим, что высоты послеледниковых поднятий в каждом пункте приблизительно пропорциональны мощности древнего ледника в этом пункте (рис. 9).

3. Максимальная скорость поднятия этих областей имела место непосредственно после исчезновения ледовой нагрузки, причем величина ее была примерно  $10 \text{ см/год}$ ; уменьшение скорости поднятия во времени происходило по закону, близкому к экспоненциальному.

4. Канада и Фенноскандия в целом близки к равновесию, причем периферийные зоны, практически прекратившие подъем, полностью уравновешены, тогда как центральные части, испытывающие подъем со скоростью около  $1 \text{ см/год}$ , остаются неуравновешенными и в настоящее время; при этом прослеживается четкая связь между скоростью подъема и степенью нарушения изостазии (Honkasalo, 1965; Innes, Argun-Weston, 1965).

Таким образом, анализ геолого-геофизической информации свидетельствует о том, что в динамике областей плейстоценовых и современных оледенений определяющим фактором является ледовая нагрузка и разгрузка и связанные с ними перемещения вещества земной коры и верхней мантии. При этом подъем Канады и Фенноскандии, освободившихся от ледовой нагрузки, идет по принципу заполнения от периферии к центру с уменьшающейся скоростью.

Последнее отступление ледников Фенноскандии и Канады началось около 20 тыс. лет назад, а их полное исчезновение наступило около 10 тыс. лет назад (Flint, 1957). Так как в настоящее время эти области находятся в состоянии, близком к равновесию, то время установления изостатического равновесия для областей с линейным размером  $L \sim 1000 \text{ км}$  в геологическом масштабе мало и составляет десятки тысяч лет. В настоящее время области плейстоценовых оледенений испытывают подъем, хотя и замедленный по сравнению с начальным. Математическое моделирование послеледникового поднятия может помочь воссоздать карти-

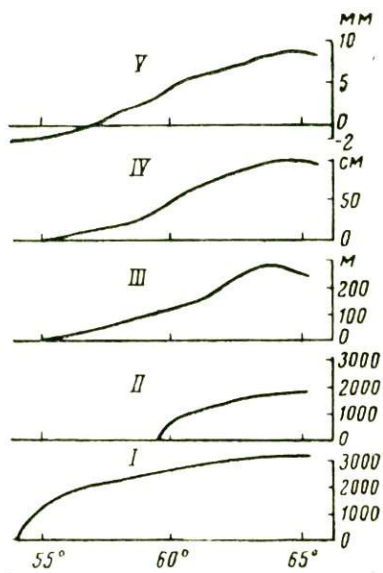


Рис. 9. Мощность плейстоценового оледенения Фенноскандии и поднятие ее в голоцене (профиль по меридиану  $20^\circ$  в. д.).

I — ледниковый купол 20 тыс. лет назад; II — ледниковый купол 10 тыс. лет назад (форма купола восстановлена по площади); III — суммарное послеледниковое поднятие; IV — поднятие за последние 100 лет; V — поднятие за 1953 г.

ну будущего областей недавних оледенений и получить представление о величине эффективной вязкости астеносферного слоя.

### ГЛУБИННАЯ ДИНАМИКА ПОСЛЕЛЕДНИКОВЫХ ПОДНЯТИИ — ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ АСТЕНОСФЕРЫ

Данные наблюдений послеледниковых поднятий неоднократно использовались для определения коэффициента вязкости  $\eta$  верхней части Земли толщиной порядка 1000 км. При этих вычислениях обычно предполагалось, что в рассматриваемых слоях вязкость не изменяется по глубине, поэтому нельзя рассчитывать, что результаты будут точнее, чем грубое приближение логарифма среднего значения  $\eta$ .

Н. Хескелл (Haskell, 1936, 1937) получил формальное решение для движения жидкости с большой вязкостью, когда к ее поверхности приложено симметричное давление. Он начал с решения задачи о движении полубезграничной несжимаемой вязкой жидкости при погружении в нее цилиндрического тела. Если не учитывать инерциальные члены в уравнениях и кривизну Земли, то уравнения движения жидкости с вязкостью  $\eta$  и плотностью  $\rho$  имеют вид:

$$-\text{grad } p + \eta \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \vec{v} + \rho \vec{g} = 0, \quad (\text{II.1})$$

$$\text{div } \vec{v} = 0;$$

положительная полуось  $Oz$  направлена вниз. Здесь  $p$  и  $\vec{v}$  — соответственно давление и вектор скорости в данной точке среды. В цилиндрических координатах  $(r, z, \varphi)$  вертикальное и касательное напряжения будут иметь вид

$$\sigma_{zz} = -p + 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z}; \quad (\text{II.2})$$

$$\sigma_{rz} = \eta \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right). \quad (\text{II.3})$$

На свободной поверхности (граничные условия можно сносить на недеформированную поверхность, т. е. плоскость  $z=0$ ) должны выполняться условия:

$$\sigma_{rz} = 0; \quad (\text{II.4})$$

$$\sigma_{zz} = \begin{cases} -\sigma, & r \leq R_0, \\ 0, & r > R_0, \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

где нагрузка  $\sigma = \text{const}$ , рассредоточена по кругу радиуса  $R_0$ .

Применяя метод разделения переменных для функций  $v_r, v_z$ ,  $\bar{p} = p - \rho g z$ , а также полагая, что для свободной поверхности  $z = \zeta(r, t)$  выполнены условия

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = v_z(r, 0, t); \quad (\text{II.6})$$

$$\zeta(r, 0) = 0, \quad (\text{II.7})$$

Н. Хескелл получает для изменения формы поверхности вязкого полупространства выражение

$$\zeta(r, t) = \begin{cases} \frac{\sigma}{\rho g} \left[ 1 - \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{u}} J_1(u) J_0(\beta u) du \right], & r \leq R_0 \\ -\frac{\sigma}{\rho g} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{u}} J_1(u) J_0(\beta u) du, & r > R_0, \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

где  $\tau = \frac{\rho g R_0}{2\eta} t$ ,  $\beta = \frac{r}{R_0}$ ,  $J_1, J_0$  — функции Бесселя.

Результаты своих вычислений Н. Хескелл использовал для определения вязкого восстановления равновесия в верхних слоях Земли после исчезновения в Фенноскандии плейстоценового льда<sup>1</sup>.

Основываясь на данных Н. Хансена, он получил следующие значения для  $\eta$ :

Начало отсчета, число лет до н. э.	$\eta$ ( $10^{21}$ , пз)
5000	2,6
4000	3,2
3000	3,0
2000	2,9

Аналогичные оценки, основанные на предположении о перетекании вещества мантии в полубесконечном пространстве (точнее, в слое, мощность которого не меньше радиуса области оледенения) и постоянстве вязкости  $\eta$  по глубине, дают близкие результаты:  $\eta \approx 10^{21} - 10^{22}$  пз (Джеффрис, 1960, Niskanen, 1948, Vening-Meinesz, 1937).

Кроме того, Е. Нисканен показал, что упругая составляющая реакции литосферы при гляциоизостатических движениях относительно невелика и не превышает нескольких процентов от амплитуды смещения.

Представление о верхней мантии, как о мощном (до 1000 км) однородном слое, не отвечает сейсмологическим данным, которые фиксируют слой пониженных сейсмических скоростей — волновод

<sup>1</sup> Н. Хескелл получил, что вязкое перемещение распространяется на неожиданно большие глубины: так, на глубине около 700 км деформация составляет, по его расчетам, примерно  $1/2$  смещения на поверхности. Критика основных его предположений будет изложена далее.

Гутенберга. Но главным возражением является расчет, выполненный по модели Н. Хескелла (Григорян и др., 1966): релаксация первоначального возмущения на свободной поверхности вязкого полупространства происходит таким образом, что быстрее всего восстанавливается центральная часть, тогда как на периферии долго сохраняется депрессия (рис. 10). Однако, как свидетельст-

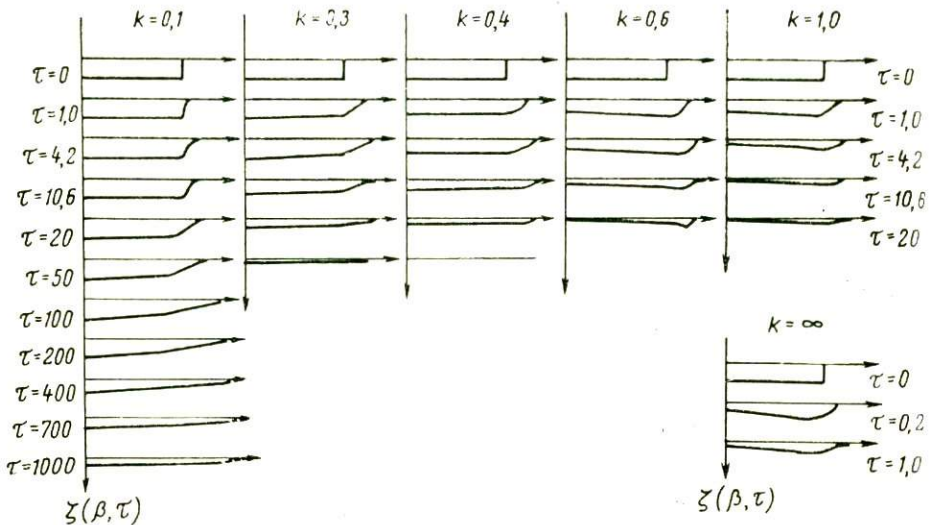


Рис. 10. Восстановление формы свободной поверхности слоя жидкости с постоянной вязкостью ( $k$  — отношение толщины слоя к радиусу возмущения).

вуют данные по постгляциальным поднятиям, именно центральные части недавних оледенений испытывают существенный подъем, в то время как периферийные области уже почти релаксировали. Следовательно, верхнюю мантию нельзя рассматривать, как однородное вязкое полупространство.

Х. Такеучи (Takeuchi, 1963) высказал предположение, что перераспределение вещества в верхней мантии происходит в основном в пределах волновода Гутенберга, который представляет собой астеносферный слой; оценка эффективной вязкости верхней мантии без учета астеносферы дает завышенный результат.

При условии существования менее вязкого астеносферного слоя формула для оценки  $\eta$  имеет вид

$$\eta \sim \rho g H T \left( \frac{H}{L} \right)^2. \quad (\text{II.9})$$

Принимая толщину астеносферы (волновода)  $H \sim 150 \div 200$  км, характерную величину радиуса области оледенения  $L \approx 1000$  км, и время  $T \sim 10^4$  лет,  $\rho = 3$  г/см<sup>3</sup>,  $g \sim 10^3$  см/сек, Х. Такеучи получил порядок эффективной вязкости  $\eta$ :  $(1-3) \cdot 10^{20}$  пз. Все приближен-

ные оценки позволяют определить лишь некоторый средний по всей мощности порядок величины вязкости астеносферы.

Ниже слоя астеносферы скорости распространения сейсмических волн резко возрастают, что обычно связывают с повышенным жесткости и эффективной вязкости вещества<sup>1</sup>.

Постгляциоизостатический подъем земной коры в областях оледенения можно моделировать следующим образом. Как известно, под действием ледовой нагрузки земная кора прогибается; если нагрузка исчезнет, прогиб будет выравниваться в результате притока вещества вязкого субстрата в зону пониженного давления. Следовательно, правомерно поставить и решить задачу о релаксации поверхностного возмущения в слое вязкой жидкости. Распределение скоростей распространения сейсмических волн по глубине не отвечает однородной модели Н. Хескелла: как известно, по данным сейсмологии выделяется волновод Гутенберга — зона пониженных скоростей. Учитывая, что состояние вещества на таких глубинах близко к аморфному, естественно связывать понижение скоростей распространения сейсмических волн с уменьшением вязкости вещества, с увеличением его способности к перемещениям. Поскольку ниже волновода скорости сейсмических волн резко возрастают, можно считать, что перемещение подкорового вещества имеет место в основном в слое наименьшей вязкости — астеносфере.

С целью определения реологических параметров астеносферы под областями плейстоценовых оледенений рассмотрим задачу в форме подъема поверхности цилиндрической лунки при условии, что перетекание вещества происходит в вязком слое, покоящемся на жестком основании; толщина слоя в каждом случае принималась различной — от 1 до 0,2 радиуса лунки. Иными словами, решение искалось в предположении, что земная кора не препятствует восстановлению равновесия, течение астеносферы близко к течению вязкой жидкости, течением вещества мантии ниже астеносферного слоя можно пренебречь. Поскольку вязкость слоя «С», подстилающего астеносферу, много больше вязкости вышележащих слоев, его с достаточно большой точностью можно принять за жесткое основание. Вязкость литосферы также велика по сравнению с вязкостью астеносферы; однако, полагая, что литосфера представляет собой пассивную оболочку постоянной толщины, плавающую на поверхности более тяжелого субстрата, можно рассматривать динамику слоя вязкой жидкости со свободной поверхностью, так как воздействие этой оболочки заменяется постоянным давлением по всей поверхности контакта. Судя по характеру изменения скорости распространения упругих волн, в самой астеносфере должна иметь место неоднородность ее вещества по глубине. Допуская, что изменение с глубиной вязкости верхней мантии согласуется

---

<sup>1</sup> Далее будет показано, что такое предположение вполне обосновано и согласуется с представлениями о физическом состоянии вещества верхней мантии.

с изменением скоростей распространения сейсмических волн, зависимость  $\eta$  астеносферы от  $z$  можно аппроксимировать в виде:

$$\eta(z) = \begin{cases} \eta_0 e^{-\alpha z}, & 0 \leq z \leq h, \\ \eta_0 e^{-(\alpha + \alpha_1)h + \alpha_1 z}, & h \leq z \leq H. \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Из формулы (II.10) ясно, что в точке  $z=h$   $\eta(z)$  имеет минимальное значение. Коэффициенты  $\alpha$  и  $\alpha_1$ , определяющие характер изменения вязкости, можно оценивать по эмпирическим данным, сопоставляя различные варианты рассчитанной формы подъема свободной поверхности с наблюдаемой в областях недавних оледенений. Естественно, что такое сопоставление даст определенный диапазон — границы, в пределах которых могут находиться  $\alpha$  и  $\alpha_1$ .

Для случая медленных движений динамика тяжелой вязкой несжимаемой жидкости с переменным по вертикали коэффициентом вязкости описывается линеаризованными уравнениями Навье — Стокса. При условии осевой симметрии в цилиндрических координатах  $(r, z, \varphi)$  эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial r} + \eta(z) \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] + \frac{d\eta}{dz} \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) &= 0; \\ -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta(z) \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] + 2 \frac{d\eta}{dz} \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \rho g &= 0; \\ \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

Система уравнений (II.11) является полной системой трех дифференциальных уравнений относительно неизвестных функций давления и компонент скорости ( $p, v_r, v_z$ ) при заданных плотности, вязкости и ускорении силы тяжести ( $\rho, \eta, g$ ).

В начальный момент задана на свободной поверхности форма лунки в виде полуэллипсоида вращения с полуосями  $a$  и  $R_0$  (этот вид наиболее близок к первоначальному подледному рельефу):

$$\xi(r, 0) = \begin{cases} a \sqrt{1 - \frac{r^2}{R_0^2}}, & r \leq R_0 \\ 0, & r > R_0. \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

Формула для свободной поверхности, полученная в квадратурах, при соответствующих граничных условиях имеет вид:

$$\begin{aligned} \xi(\beta, \tau) = a \int_0^\infty \exp \left[ \frac{\Phi_1(\alpha, \alpha_1, h, H, u) + 1}{\Psi(\alpha, \alpha_1, h, H, u)} \tau \right] \left( \frac{\sin u}{u} - \cos u \right) \times \\ \times \frac{1}{u} J_0(\beta u) du, \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

где  $\beta$ ,  $\tau$  — соответственно безразмерные параметры расстояния и времени;  $\Phi_1$  и  $\Psi$  — некоторые функции;  $J_0$  — функция Бесселя; здесь  $h$  и  $H$  — также безразмерные величины, отнесенные к первоначальному радиусу возмущения  $R_0$ .

Как видно из формулы (II.13), функция  $\zeta(\beta, \tau)$  зависит от переменных  $\beta$ ,  $\tau$ , а также от параметров  $\alpha$ ,  $\alpha_1$ ,  $h$ ,  $H$ , входящих в интеграл в правой части. Представляет интерес вычислить  $\zeta(\beta, \tau)$  при различных сочетаниях  $\alpha$ ,  $\alpha_1$ ,  $h$ ,  $H$ . При численном счете каждого варианта параметр расстояния  $\beta$  изменяется от 0,1 до 1,46 с переменным шагом, а  $\tau$  — от 0 до 100 (в отдельных случаях и больше) также с переменным шагом.

Результаты счета свидетельствуют о том, что при одних и тех же  $h$  и  $H$  быстрее восстанавливается центральная часть возмущения, если  $\alpha$  и  $\alpha_1$  достаточно велики по модулю. Увеличение радиуса начального возмущения приводит к более быстрому восстановлению периферии возмущения (увеличение радиуса возмущения эквивалентно уменьшению  $h$  и  $H$ ). Таким образом, видна некоторая неоднозначность: различным комбинациям параметров  $\alpha$ ,  $\alpha_1$ ,  $h$ ,  $H$  могут соответствовать в пределах точности вычисления одинаковые формы  $\zeta(\beta, \tau)$ .

При  $h=0,15$ ,  $H=0,3$  (рис. 11, а) быстрее восстанавливается центральная часть, если  $\alpha=30$ ,  $\alpha_1=35$ , но если  $h=0,1$ ,  $H=0,2$ , поднятие начинает происходить равномерно, и при  $h=0,05$ ,  $H=0,1$  намного быстрее восстанавливается периферия возмущения. При этом безразмерные периоды релаксации соответственно равны 20, 50 и 250 (рис. 11, а).

При  $\alpha=15$ ,  $\alpha_1=16$  начинает быстрее восстанавливаться периферийная часть лунки, если  $h \leq 0,1$ ,  $H \leq 0,2$  (рис. 11, б). При этом периоды релаксации соответственно равны 48 (при  $h=0,15$ ,  $H=0,3$ ), 110 (при  $h=0,1$ ,  $H=0,2$ ), 300 (при  $h=0,075$ ,  $H=0,15$ ).

При  $\alpha=3,0$ ,  $\alpha_1=3,5$  быстрее релаксирует периферия, если  $h \leq 0,2$ ,  $H \leq 0,4$ . Периоды релаксации: 150 при  $h=0,15$ ,  $H=0,3$ , 48 при  $h=0,25$ ,  $H=0,5$  (рис. 11, в).

При  $\alpha=0,03$ ,  $\alpha_1=0,035$  периферийная часть возмущения быстрее восстанавливается, чем его центральная часть при  $h \leq 0,25$ ,  $H \leq 0,5$ . Этот случай практически мало отличим от варианта со слоем жидкости с постоянной вязкостью, т. е.  $\alpha=0$ ,  $\alpha_1=0$  (Григорян и др., 1966). Периоды релаксации соответственно 110 при  $h=0,15$ ,  $H=0,3$  и 50 при  $h=0,25$ ,  $H=0,5$  (рис. 11, г).

Сопоставим результаты, полученные при расчетах, с данными по последнему подъему областей плейстоценовых оледенений. В настоящее время и в Канаде и в Фенноскандии в периферийных зонах равновесие восстановлено, тогда как центральные части поднялись только наполовину и продолжают подниматься с затухающей скоростью. Подберем ту комбинацию параметров  $\alpha$ ,  $\alpha_1$ ,  $h$ ,  $H$ , при которой рассчитанная форма подъема наиболее близка наблюдаемому рельефу. В этой комбинации  $H$  — мощность волновода Гутенберга под платформами, определяемая по сейсмо-

логическим данным в 120—150 км. Интересно отметить, что при  $\alpha = \alpha_1 = 0$ , т. е. постоянной вязкости астеносферы, указанный характер восстановления прогнутой поверхности по принципу заполнения от периферии к центру наблюдается лишь при  $k \leq 0,3$  (отношение толщины астеносферы к радиусу лунки); при  $\alpha$  и  $\alpha_1$ , отличных от нуля, эта величина уменьшается. Для Фенноскандии

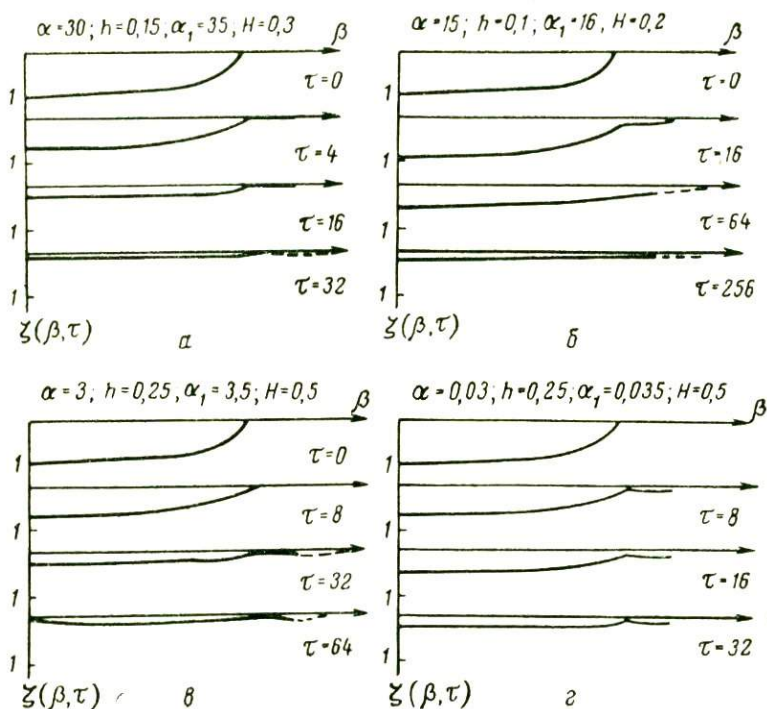


Рис. 11. Восстановление формы свободной поверхности слоя жидкости с переменной по вертикали вязкостью (разные варианты). При  $\tau=0$  форма представляет собой полуэллипсоид вращения:

$$\zeta(\beta, 0) = \begin{cases} \sqrt{1-\beta^2}, & \beta \leq 1 \\ 0, & \beta > 1. \end{cases}$$

$R_0 \sim 700$  км, следовательно,  $H \leq 200$  км; иными словами, характер подъема этой области указывает, что мощность астеносферного слоя менее 200 км.

Необходимо отметить одну характерную особенность решения (II.13): подъем свободной поверхности  $\zeta(\beta, \tau)$  при  $\alpha$  и  $\alpha_1$  больше 10 существенно зависит от величины  $h$  и меньше от  $H$ . Чем ближе к поверхности плоскость минимума вязкости, т. е. чем меньше  $h$ , тем медленнее идет восстановление свободной поверхности; при этом заполнение лунки быстрее идет с периферии. Этот случай аналогичен перетеканию в сравнительно тонком по отношению к

$R_0$  слое с постоянной вязкостью. По сейсмологическим данным можно заключить, что в среднем плоскость минимума  $z=h$  находится в центре слоя астеносферы, т. е.  $h \sim \frac{H}{2}$ . Это условие является вторым ограничением на подбираемую комбинацию параметров. Сопоставляя рассчитанные формы подъема с фактически, установленными для Фенноскандии и намеченными для Канады, получаем, что изменение вязкости в астеносфере характеризуется следующими величинами при  $H \sim 120 \div 150$  км:

$$\alpha \sim \frac{3}{2} \frac{\ln 10}{100} \text{ км}^{-1} \quad \text{и} \quad \alpha_1 \geq \frac{3}{2} \frac{\ln 10}{100} \text{ км}^{-1}.$$

Как было показано ранее, средняя вязкость астеносферного слоя составляет (1—3) на  $10^{20}$  пз. В центре слоя вязкость принимает наименьшее значение, которое оценивается по формуле

$$\eta_{\min} \sim \frac{\eta_{\text{ср}} H \alpha}{2 \left( e^{\frac{\alpha H}{2}} - 1 \right)} \quad (\text{II.14})$$

и близко к  $10^{19}$  пз.

Разумеется, описание процесса перемещения вещества астеносферы течением ньютоновой жидкости является в известной мере идеализацией. Ведь при этом не учитываются такие факторы, как наличие горизонтальных плотностных неоднородностей в слое астеносферы, наложение на процессы гляциации и дегляциации других тектонических процессов.

Можно полагать, что перемещение вещества астеносферы характеризуется нелинейной вязкостью (т. е. зависящей от напряжения сдвига). Поэтому полученная характеристика вязкости астеносферы соответствует напряжениям, соизмеримым с теми, которые возникают при ледовой нагрузке и составляют  $10-100$  кг/см<sup>2</sup>. Факт полного восстановления равновесия в периферийной зоне областей недавних оледенений за короткий в геологическом масштабе интервал времени подтверждает справедливость предположения, высказанного еще Г. Барреллом, что астеносфера не обладает заметным пределом ползучести или течения.

Приведенное выше моделирование процесса последлениковых движений коры и верхней мантии является приближенным, достаточно хорошо описывающим в рамках ньютоновой жидкости некоторые основные черты динамики областей плейстоценовых оледенений. Указанный метод может быть применим для описания динамики коры, обусловленной наложением или исчезновением избыточной нагрузки.

### ВЯЗКОСТЬ ЛИТОСФЕРЫ И МЕЗОСФЕРЫ

Исследование динамики областей материковых оледенений и доказательство существования астеносферного слоя в мантии под-

тверждают справедливость предположений Г. Баррела о разделении недр Земли на реологически неоднородные слои. Следуя его классификации, будем относить к литосфере земную кору в ее обычном понимании до поверхности Мохоровичича (М), а также верхние, наиболее вязкие, вероятно, обладающие пределом ползучести, слои мантии. Переход от литосферы к астеносфере, насколько можно судить по сейсмологическим данным<sup>1</sup>, достаточно постепенен, и мощность переходной толщи может достигать первых десятков километров.

Как было принято в предыдущем разделе, для процессов длительностью 10<sup>4</sup> лет литосфера является пассивной оболочкой, не препятствующей вязким перемещениям в астеносфере.

С целью изучения некоторых реологических свойств литосферы рассмотрим ее динамику в зонах значительных горизонтальных градиентов изменения мощности коры — переход от континентов к океанам атлантического типа<sup>2</sup> в сейсмически малоактивных регионах. Структуры этих переходных зон при всем многообразии горизонтальных градиентов изменения мощности коры<sup>3</sup> рассмотрим общее свойство — пологие, как правило, в первые градусы, углы склонов (рис. 12). Любопытно, что этому факту долгое время не придавалось значения в геологии, вероятно, потому, что такие зоны изображались почти всегда в искаженном масштабе. Искажение создавало видимость крутизны и вводило геолога в заблуждение.

Для выяснения динамики литосферы в зонах значительных горизонтальных градиентов изменения мощности коры<sup>3</sup> рассмотрим основные черты строения областей, переходных от континентов к океанам атлантического типа. Первая общая особенность — весьма небольшие углы наклона генерализованного рельефа континентального склона и особенно его подножия. Средний угол наклона континентального склона примерно 2°, редко превышает 5—10°; угол наклона дна в пределах подножия изменяется от 1—2° до десятых долей градуса<sup>4</sup>. Эта закономерность справедлива для переходной зоны как Северного Ледовитого океана, так и Атлантического, причем профили склона обонх бортов впадины в статистическом варианте подобны. Более того, в пределах переходной зоны Атлантики как склон, так и шельф нарушены системами разломов, протягивающимися параллельно краю абиссальной котловины. Наибольшая раздробленность наблюдается на границе склона и под-

<sup>1</sup> Хотя механизмы упругих колебаний и вязкого течения существенно различны, уменьшение скоростей распространения упругих волн и вязкости верхней мантии обусловлены общими физическими причинами.

<sup>2</sup> В формировании структуры коры высокосейсмичных зон перехода от континентов к Тихому океану значительную роль играет динамика верхней мантии. Этот вопрос будет рассмотрен далее.

<sup>3</sup> Имеется в виду достаточно постепенное изменение мощности коры; просто оно является наибольшим в природе.

<sup>4</sup> В пределах континентального подножия характер рельефа дна в значительной степени обусловлен наличием мощной толщи осадков.

ножия в пределах глубин 1700—2000 м. Эта закономерность справедлива и для переходной зоны от Восточной Антарктиды к Индийскому океану (Живаго и др., 1964).

Земная кора на изученных в гравитационном отношении участках переходных зон атлантического типа регионально компенсирована; следовательно, генерализованный рельеф континентального

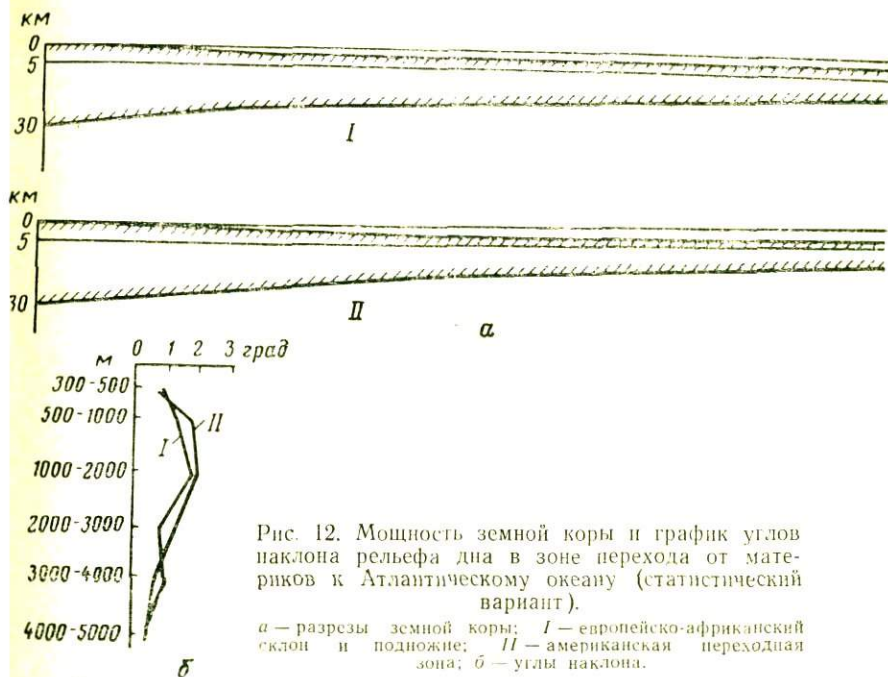


Рис. 12. Мощность земной коры и график углов наклона рельефа дна в зоне перехода от материков к Атлантическому океану (статистический вариант).

*a* — разрезы земной коры; *I* — европейско-африканский склон и подножие; *II* — американская переходная зона; *б* — углы наклона.

склона и подножия представляет собой не что иное, как зеркальное отображение (с некоторым коэффициентом) поверхности Мохоровичича относительно некоторой уровенной поверхности<sup>1</sup>. В различных районах коэффициент пропорциональности меняется в зависимости от распределения плотностей в коре и самых верхних слоях мантии. Весьма немногочисленные сейсмические данные позволяют наметить некоторые закономерности глубинного строения земной коры переходных зон. К ним относятся выклинивание «гранитного» слоя на уровне, близком к глубине залегания указанной выше уровенной поверхности, а также наличие крупных дизъюнктивных нарушений коры, особенно резких на участках,

<sup>1</sup> Назовем ее поверхностью «свободной» мантии; будем обозначать этим термином тот уровень, которого достигла бы мантия по закону Паскаля (если бы она была идеальной жидкостью) в сверхглубокой скважине.

которые по морфологии дна отделяют склон от подножия, т. е. на глубинах 1700—2000 км. Как уже отмечалось, именно в пределах этих глубин с каждого борта Атлантического океана установлена наибольшая изрезанность дна (Хизен и др., 1962). Наконец, еще одно обстоятельство, которое давно замечено во многих районах и четко фиксируется по характеру поля  $\Delta T_a$  в переходных зонах атлантического типа: несогласное срезание материковых структур береговой линией океана.

Любая гипотеза или теория динамики и развития коры в переходных зонах атлантического типа должна объяснять такие очевидные факты, как небольшие углы наклона генерализованного рельефа дна в переходной зоне, наибольшую изрезанность его на глубинах 1700—2000 м и соблюдение условия региональной компенсации земной коры. Кроме того, должны приниматься в расчет такие важные, а весьма вероятно, и закономерные явления, как выклинивание «гранитного» слоя вблизи поверхности «свободной» мантии, наличие зон крупных разломов, пересекающих кору в районе, который соответствует геоморфологической границе континентального склона и подножия, т. е. глубинам залегания дна 1500—2000 м.

Представляется, что эти факты, независимо от пути образования океанов, находят наиболее простое объяснение в стремлении вещества земной коры к латеральному выравниванию под действием силы тяжести. Следует заметить, что еще А. Вегенер (1925) впервые высказал предположение о растекании края материка под действием собственного веса. Подобная идея изложена в работе Ф. Ф. Эвисона (Evison, 1960), который рассматривал динамику процесса растекания края материка относительно дна океана. Однако в своих построениях Ф. Ф. Эвисон упустил из вида динамику той части земной коры, которая расположена ниже поверхности «свободной» мантии и составляет не менее  $\frac{3}{4}$  всей мощности коры. По этой причине его представления о характере растекания края континента не объясняют подобие верхней и нижней границ коры в переходной зоне, а также тот факт, что выклинивание «гранитного» слоя происходит на глубинах, превышающих среднюю глубину океана и близких к глубине залегания поверхности «свободной» мантии.

Несмотря на это, саму идею горизонтального выклинивания земной коры в поле силы тяжести следует признать конструктивной.

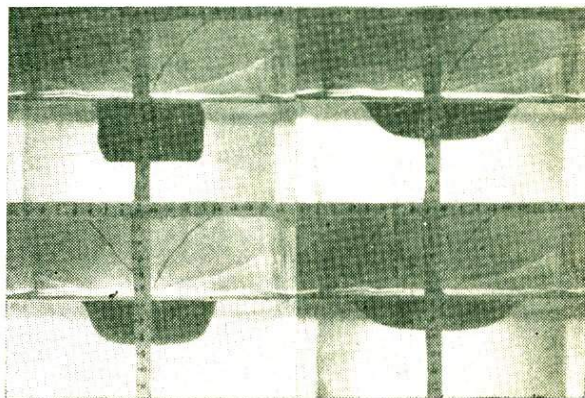
Для реализации процесса ползучести коры в краевой зоне континента необходимы, по крайней мере, два условия:

1) большая, по сравнению с существующей, первоначальная крутизна склона переходной зоны (независимо от способа образования);

2) сравнительно небольшая (до  $10 \text{ кг/см}^2$ ) длительная прочность горных пород.

Основные современные гипотезы формирования океанической коры (мобилизм, талласогенез) допускают существование первоначально весьма крутых (первые десятки градусов) склонов континента. В предположении о гидростатическом характере распределения давлений в коре легко видеть, что при крутых континентальных склонах ( $20-45^\circ$  и более) латеральное давление, обусловленное весом вышележащих пород, имеет порядок  $100-$

Рис. 13. Расползание под действием силы тяжести плавающего в воде образца из смеси битума с нигролом (последовательные стадии).



$1000 \text{ кг/см}^2$ . Даже реальная величина критического сопротивления сдвигу любого из исследованных металлов (Одинг, 1959), за исключением железа и никеля, на два порядка ниже указанной максимальной величины бокового давления, которое создается в земной коре на уровне «свободной» мантии, а наиболее прочных железа и никеля — в 3 и в 20 раз соответственно. Следовательно, если бы край континента был достаточно крутым и состоял из любого металла, то он начал бы оползать под действием силы тяжести.

Наглядное представление о пассивной динамике земной коры в зонах перехода от континента к океану дает достаточно простой эксперимент. С целью выяснения принципиального характера растекания блок вязкой жидкости (смесь битума с нигролом), плотность которой  $0,9-0,95 \text{ г/см}^3$ , помещался в воду. Было установлено, что зафиксированная в процессе расползания форма боковых границ этого блока (рис. 13) качественно соответствует форме поверхности земной коры переходных зон атлантического типа.

Рассмотрим силы, возникающие в блоке вязкой жидкости, погруженном в идеальную — несжимаемую и более плотную жидкость, при условии, что вся система находится в поле силы тяжести постоянной величины и направления. Вес блока будет уравновешиваться выталкивающей силой, приложенной к нижней границе тела. На боковых гранях из-за разности плотностей вязкой и идеальной жидкостей образуется горизонтальная сила, вызываю-

щая растекание вязкой жидкости по поверхности идеальной. На этой поверхности горизонтальная сила достигает максимума:  $F_{\max} = \rho D$ , где  $\rho$  — плотность вязкой жидкости,  $D$  — высота блока вязкой жидкости над свободной поверхностью идеальной жидкости. Как уже отмечалось, максимальная величина боковой составляющей в переходных зонах около  $1000 \text{ кг/см}^2$  и имеет место на поверхности свободной мантии и вблизи нее, т. е. на глубинах  $4000$ — $6000 \text{ м}$ .

Известно, что вязкость горных пород обусловлена главным образом их ползучестью. Согласно математической теории (Качанов, 1960) уравнения ползучести, обобщающие среду Максвелла, имеют вид

$$\begin{aligned} \xi_i &= f(T^2, t)(\sigma_i - \sigma) + \frac{1}{2G} \frac{\partial}{\partial t} \left( \sigma_i - \frac{3\nu}{1+\nu} \sigma \right) \quad (i = 1, 2, 3); \\ \eta_{ij} &= 2f(T^2, t)\tau_{ij} + \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial t} \tau_{ij} \quad (j = 1, 2, 3), \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

где

$$\xi_i = \frac{\partial v_i}{\partial x_i}; \quad \eta_{ij} = \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j};$$

$\sigma_i, \tau_{ij}$  — напряжения;  $\sigma = \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$ ;  $G$  — модуль сдвига;  $\nu$  — число Пуассона;  $f$  — функция от времени  $t$  и интенсивности касательных напряжений;  $T = \frac{1}{\sqrt{6}}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + 6(\tau_{12}^2 + \tau_{23}^2 + \tau_{13}^2)]^{1/2}$ .

При установившейся ползучести слагаемые, содержащие упругие параметры, исчезают, и уравнения принимают вид

$$\xi_i = f(T^2, t)(\sigma_i - \sigma), \quad (\text{II.16})$$

$$\eta_{ij} = 2f(T^2, t)\tau_{ij}.$$

Следует заметить, что при реальных средах вид функции  $f(T^2, t)$ , как правило, достаточно сложный, поэтому даже оценки по формуле (II.16) сопряжены с весьма значительными трудностями. Как было показано выше, для процессов большой длительности можно допустить  $f(T^2, t) = \text{const}$ . В этом случае уравнения (II.16) переходят в уравнения для ньютоновской несжимаемой жидкости с постоянным коэффициентом вязкости  $\eta$ :

$$\xi_i = \frac{1}{2\eta} (\sigma_i - \sigma), \quad (\text{II.17})$$

$$\eta_{ij} = \frac{1}{\eta} \tau_{ij}.$$

По рельефу участков переходной зоны, где влияние глубинных процессов мало и строение земной коры в значительной степени обусловлено ее расползанием под действием собственного веса, можно оценить порядок коэффициента эффективной вязкости  $\eta$  континентальной коры, используя данные о скорости расползания ее края. Из уравнения гидромеханики

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \Delta v_x = 0, \quad (\text{II.18})$$

где  $p$  — давление в данной точке;  $\eta$  — вязкость;  $v_x$  — составляющая скорости течения по оси  $x$ ; с учетом того, что характерный размер по оси  $x$  намного больше, чем по оси  $z$ , имеем

$$\eta \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \sim \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (\text{II.19})$$

где  $v = \frac{\Delta L}{t}$  — характерный порядок скорости, а  $\Delta L$  — средняя величина расползания (удвоенная ширина зоны континентального склона);  $t$  — время с момента начала течения.

Поскольку  $p$  по порядку близко к гидростатическому давлению, коэффициент эффективной вязкости  $\eta$  можно оценить по формуле

$$\eta \sim \frac{\rho g H^3 t}{\Delta L^2}, \quad (\text{II.20})$$

где  $\rho$  — плотность коры;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $H$  — толщина давящего слоя.

Принимая время с момента образования коры Атлантического океана (Страхов, 1948)  $t = 2 \cdot 10^8$  лет  $\approx 6 \cdot 10^{15}$  сек, толщину давящего слоя  $H = (4-5) \cdot 10^5$  см,  $\rho = 3$  г/см<sup>3</sup>,  $\Delta L = (4-5) \cdot 10^6$  см, получаем  $\eta \approx 10^{22} \div 10^{23}$  пз.

Интересно сравнить значение эффективной вязкости земной коры, полученное теоретически, с экспериментальными данными, обобщенными М. В. Гзовским и Д. Н. Осокиной (1960) (рис. 14). Как показывают эти данные, при величине касательного напряжения  $\tau_t \approx 100 \div 200$  кг/см<sup>2</sup> граниты и гнейсы имеют эффективную вязкость  $\eta \approx 10^{20}$  пз, т. е. на 3—4 порядка ниже, чем получено по соотношению (II.20). Такое расхождение, на наш взгляд, можно объяснить двумя причинами.

1. Экспериментальные исследования небольших образцов при скальвающих напряжениях 100—200 кг/см<sup>2</sup> дают главным образом информацию о хрупкости материала, поэтому можно предполагать, что полученная таким образом величина  $\eta$  не достигла своего верхнего эффективного предела из-за скальвания.

2. При реальных реологических процессах (ползучесть горных пород) скорость деформации зависит от величины боковой составляющей силы, обуславливающей расползание края континента. По мере выполаживания склона эта составляющая уменьшается,

в результате чего скорость расползания затухает по закону, близкому к экспоненциальному (величина боковой составляющей приближается к пределу ползучести горных пород). При оценке по формуле (II.20) предполагалось время расползания края континента  $10^8$  лет. Однако вполне вероятно, что динамика краевой зоны в основном имела место в течение периода на 1—3 порядка меньше, поэтому величина, полученная по формуле (II.20), дает верхнюю границу эффективной вязкости коры.

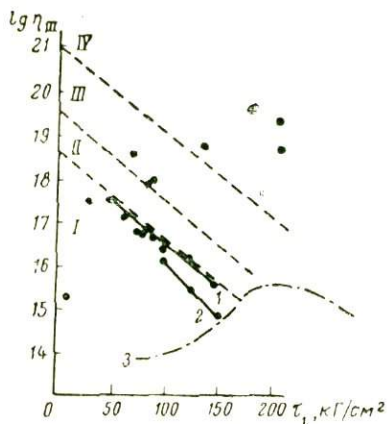


Рис. 14. Зависимость эффективной вязкости горных пород  $\eta_{II}$  (пластическое течение) от интенсивности касательных напряжений  $\tau_i$  при атмосферном давлении и температуре  $20^\circ\text{C}$  (Гзовский и Осокина, 1960).

Толщи: I — глины, солей, гипсов, тонкослоистые адевролитоглинистые; II — тонкослоистые известняково-мергельные, песчано-глинистые, флишевые; III — слабослоистые песчаниковые, конгломератовые, карбонатные, вулканогенные и в прошлом сильно диссоциированные и слабометаморфизованные песчано-глинистые; IV — граниты и другие интрузивные породы (кроме ультраосновных), гнейсы, кристаллические сланцы. I и 2 — зависимости  $\eta_{II}$  от  $\tau_i$  для гипса при всесторонних давлениях 1000 и 1 кг/см<sup>2</sup> соответственно (по Д. Т. Григгсу); 3 — кривая условно-мгновенной прочности.

Эффективная вязкость литосферы может быть определена из анализа процессов деформации в сейсмоактивных зонах. Коэффициент вязкости оценивается по отношению критического напряжения при землетрясении к скорости деформации в период его подготовки, что следует из закона возрастания напряжения в модели Максвелла при постоянной скорости деформации (Рейнер, 1965)

$$\sigma(t) = \eta_2 \epsilon_0 (1 - e^{-t/\tau_2}). \quad (\text{II.21})$$

При средних значениях критических напряжений порядка  $50 \text{ кг/см}^2$  ( $5 \cdot 10^7 \text{ дин/см}^2$ ) и скорости деформации примерно  $5 \cdot 10^{-14} \text{ сек}^{-1}$  коэффициент вязкости  $\eta_2$  (течение материала) составляет  $10^{21}$  пз. Составляя этот результат со значением вязкости, полученным из расползания края континента, можно заметить, что они согласуются между собой, поскольку меньшие скорости деформации в краевой зоне приводят к большему коэффициенту эффективной вязкости.

До последнего времени практически отсутствовали сведения о вязкости слоя «С» (или мезосферы), подстилающего астеносферу. В этом смысле интерес представляет работа Д. Маккензи (McKenzie, 1966). С целью объяснения экваториального возвышения порядка  $10^4 \text{ см}$ , образующегося в результате векового замедления вращения нашей планеты, он рассматривает три модели Земли. Первая из этих моделей — однородная сфера. Приняв время с начала замедления примерно  $10^7$  лет, Д. Маккензи получил общую вязкость Земли около  $10^{25}$ — $10^{26}$  пз. Однако это

намного большие значения вязкости, определенной на основании постгляциозостатических данных.

Вторая модель — двухслойная: невязкое ядро и вязкая вышележащая оболочка. Но даже в этом случае получаемая величина вязкости оболочки по сравнению с первой моделью меньше лишь на порядок.

Трехслойная модель состоит из невязкого ядра, окружающей его вязкой оболочки и менее вязкой второй наружной оболочки с  $\eta \sim 10^{22}$  пз<sup>1</sup>. Варьируя мощность наиболее вязкой оболочки от 300 до 1000 км, автор получил вязкость ее примерно  $10^{26}$ — $10^{27}$  пз. Следует отметить, что если время с начала векового замедления принимать не  $10^7$  лет, а, например,  $10^8$  лет, то величина вязкости соответственно должна повыситься на порядок.

Результаты исследований Д. Маккензи позволяют считать, что эффективная вязкость мезосферы находится в пределах от  $10^{25}$  до  $10^{27}$  пз.

Таким образом, результаты анализа природных данных свидетельствуют о том, что по реологическим свойствам верхняя мантия Земли в общем случае разделяется на три оболочки (рис. 15).

Верхняя оболочка — литосфера, к которой относится кора, а также наиболее вязкие и холодные верхи мантии. Эффективная вязкость этого слоя для нагрузок порядка  $10$ — $20$  кг/см<sup>2</sup> и периода, составляющего  $10^6$  лет, в среднем близка к  $10^{22}$  пз; при этом для различных горных пород в зависимости от величины нагрузки величина  $\eta$  литосферы может на один-два порядка отличаться от средней. Длительная прочность для указанного времени, вероятно, не превышает  $10$  кг/см<sup>2</sup>. Мощность литосферы колеблется от  $20$ — $30$  км под океаническим рифтом до  $100$ — $150$  км под древними платформами и щитами.

Средняя оболочка — астеносфера не обладает заметным пределом ползучести. Вязкость ее для нагрузок порядка  $30$ — $100$  кг/см<sup>2</sup> и времени приложения  $10^3$  лет близка к  $10^{20}$  пз; в отдельных зонах эта величина может изменяться на один-два порядка.

Нижняя оболочка — мезосфера — характеризуется высокой вязкостью (до  $10^{26}$ — $10^{27}$  пз).

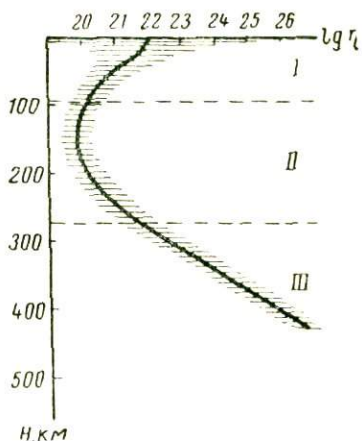


Рис. 15. Характер изменения вязкости верхней мантии с глубиной.

I — литосфера, II — астеносфера, III — мезосфера.

<sup>1</sup> Д. Маккензи использовал данные Н. Хескелла, полученные в 1937 г.; как указывалось ранее, величина  $\eta$  завышена на один-два порядка.

### III. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА РЕОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕДР ЗЕМЛИ

#### СУЩЕСТВУЮЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ ВЯЗКОСТИ ЗЕМНЫХ НЕДР

Использование достижений общей теории физики высоких давлений и температур в изучении земных недр началось сравнительно недавно — в 50-е годы нашего столетия В. А. Магницким, В. Н. Жарковым, С. И. Субботинным, А. Е. Рингвудом и др. При рассмотрении физической природы ползучести используется дислокационная теория дефектов, развитая Я. И. Френкелем, П. А. Ребиндером, Х. Ван Бюреном и др.

При достаточно высоких температурах  $T > (0,3—0,5)T_m$ , где  $T_m$  — температура плавления, основными процессами, определяющими неупругие свойства среды, являются процессы диффузии. Следовательно, вязкость и соответствующее время релаксации при указанном условии по своей физической природе диффузионны (Ван Бюрен, 1962).

Диффузия обусловлена наличием в кристаллах дефектов — вакантных узлов и атомов в междоузлиях. Благодаря этому вещество перемешивается как жидкость, однако гораздо более медленно. Источниками или стоками вакансий в кристаллах могут служить их границы, границы зерен и сеть дислокаций, разбивающих монокристалл на блоки. В зерне кубической формы, к граням которого приложены скальвающие напряжения

$$\sigma_{xx} = p + \frac{\sigma}{2}, \quad (III.1)$$

$$\sigma_{yy} = p - \frac{\sigma}{2},$$

вблизи граней концентрация вакансий  $C$  будет различной:

$$C_1 = n_0 \exp \left[ - \frac{\omega + \left( p + \frac{\sigma}{2} \right) v}{kT} \right],$$
$$C_2 = n_0 \exp \left[ - \frac{\omega + \left( p - \frac{\sigma}{2} \right) v}{kT} \right], \quad (III.2)$$

где  $n_0$  — число узлов на  $1 \text{ см}^3$  кристалла;  $\omega$  — энергия образования вакансии при нулевом давлении;  $v$  — увеличение объема на вакансию;  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура по шкале Кельвина;  $p$  — давление.

В зерне имеет место диффузия вакансий от растянутых граней к сжатым, а также образуется встречный поток частиц от сжатых

граней к растянутым. При этом на растянутых гранях в результате их сжатия надстраиваются новые слои вещества, тогда как на сжатых гранях происходит необратимая вязкая деформация зерна (Ван Бюрен, 1962).

Градиент концентрации между гранями

$$\frac{\Delta C}{l} = \frac{C_i}{l} \left( e^{\frac{\sigma v}{2kT}} - e^{-\frac{\sigma v}{2kT}} \right), \quad (\text{III.3})$$

где  $l$  — размер зерна;  $C_i = n - n_0 e^{-\frac{w + p v}{kT}}$ .

Поскольку объем вакансии  $v \sim a^3$ , где  $a$  — размер атома, то

$$\frac{\Delta C}{l} = \frac{C_i}{l} \frac{\sigma a^3}{kT} \quad (\text{III.4})$$

и, следовательно, плотность тока  $j$  определяется формулой

$$j = D_i \frac{\Delta C}{l} = D_i \frac{C_i}{l} \frac{\sigma a^3}{kT}, \quad (\text{III.5})$$

где  $D_i = \frac{a}{2\theta} e^{-\frac{u}{kT}}$ ;  $\theta$  — период тепловых колебаний;  $u$  — высота потенциального барьера, определяющая среднюю продолжительность пребывания вакансии в одном узле. Произведение  $ja$  есть изменение длины грани зерна, откуда скорость угловой деформации

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \sim \frac{ja}{l}. \quad (\text{III.6})$$

Поскольку  $\frac{1}{a^3} = n_0$ , то

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \sim D_i \frac{C_i}{n_0} \frac{\sigma}{kT} \left( \frac{a}{l} \right)^2 = \frac{Da}{kT} \left( \frac{a}{l} \right)^2 \sigma.$$

Но для вязкого течения справедливо соотношение

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\sigma}{\eta},$$

и, таким образом, диффузионная вязкость  $\eta$  определяется формулой

$$\eta = A \frac{kT}{Da} \left( \frac{l}{a} \right)^2, \quad (\text{III.7})$$

где  $A \sim \frac{1}{30}$ .

Используя для коэффициента самодиффузии больших кислородных анионов, диффузией которых определяется вязкость оболочки Земли, формулу

$$D \approx 10 \exp \left[ - \frac{43\,000}{T} \exp \left( 2,5 \int_0^p \frac{dp}{K} \right) \right], \quad (\text{III.8})$$

где  $K$  — модуль сжатия, В. П. Жарков (1960) получил оценку вязкости оболочки Земли (рис. 16). В. А. Магницкий (1965) считает, что энергия активации  $E$ , равная в формуле (III.8)  $43\,000 k$ , занижена и в среднем отношение  $\frac{E}{k}$  для силикатов, составляющих оболочку Земли, близко к  $78\,000$ .

В этом случае коэффициент диффузии  $D$  ионов кислорода в силикатах магния определяется выражением

$$D \approx 10 \exp \left[ - \frac{78\,000}{T} \exp \left( 2,5 \int_0^p \frac{dp}{K} \right) \right]. \quad (\text{III.9})$$

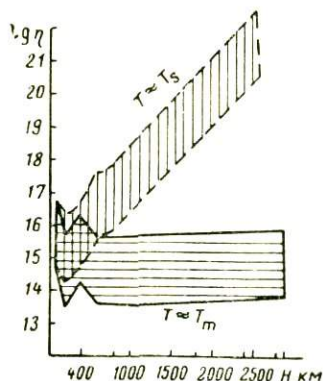


Рис. 16. Диффузионная вязкость мантис Земли (Жарков, 1960).

$T_s$  — адиабатическая температура.  $T_m$  — температура плавления, соответственно для которых рассчитана вязкость.

По формуле (III.7) диффузионная вязкость  $\eta$  Земли на глубине  $100$  км при  $a = 3 \cdot 10^{-8}$  см,  $l = 3 \cdot 10^{-3}$  см и  $T = 1500 \div 1600^\circ \text{K}$  составит  $10^{22} - 10^{24}$  нз, причем дальнейшее изменение вязкости с глубиной будет подобно кривым, приведенным на рис. 16, только со смещением их вверх на шесть-семь порядков.

### ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ВЯЗКОСТИ АСТЕНОСФЕРЫ И МЕЗОСФЕРЫ

В настоящее время вопрос о физической природе вязкости тектоносферы остается открытым. В. П. Жарков и В. А. Магницкий предполагают, что в пределах астеносферы вязкость обусловлена в основном процессами диффузии и самодиффузии. Такой подход позволяет установить, что характер изменения вязкости с глубиной качественно соответствует представлениям о глубинном строении Земли, которые возникают из анализа природных процессов.

Однако в формулах, применяемых этими исследователями, порядок коэффициента вязкости  $\eta$  настолько сильно зависит от тем-

пературы, что уже для верхних слоев астеносферы получается неправдоподобно большим — около  $10^{40}$  пз.

При объяснении физической природы вязкости мантии обычно принято рассматривать два механизма диффузии: перемещение носителей диффузии по вакантным местам кристаллической решетки и по междоузлиям. В обоих случаях вязкость рассчитывается по известной формуле Стокса — Эйнштейна:

$$\eta = A \frac{kT}{Da}, \quad (\text{III.10})$$

где  $A \sim \frac{1}{30}$ .

Для механизма перемещения по вакансиям с учетом границ зерен коэффициент диффузии  $D$  определяется формулой (Birch, 1964)

$$D_{op} = \left(\frac{kT}{h}\right) \left(\frac{kT}{h\nu_m}\right)^{-2} \frac{a^2}{2} (1 - \operatorname{erf} y) \exp\left(\frac{\Delta E_{op}}{kT}\right) \left(\frac{l}{a}\right)^{-2}, \quad (\text{III.11})$$

где  $h$  — постоянная Планка, равная  $6,67 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек;  $\nu_m$  — дебаевская частота, равная  $10^{13}$  сек $^{-1}$ ;  $\operatorname{erf} y$  — функция ошибок;  $E_{op}$  — энергия активации при давлении  $p$ ;  $l \sim 10^{-4} - 10^{-2}$  см;  $y = \frac{r_{\min}}{\sqrt{u}}$  ( $r$  — радиус атома,  $u = (\xi^2)$  — среднее квадратическое отклонение от положения равновесия).

Численный расчет по формуле (III.10) с коэффициентом (III.11) был выполнен при двух крайних значениях энергии активации: 90 и 150 ккал/моль. При этом для определения промежуточных множителей  $\frac{kT}{h\nu_m}$  и  $1 - \operatorname{erf} y$  использовались данные Ф. Берча (Birch, 1964) о распределении скоростей распространения упругих волн в Земле и данные В. Н. Жаркова (1960) об изменении энергии активации.

Результаты (рис. 17) свидетельствуют, что при условии реализации механизма диффузии по вакансиям вязкость должна была бы существенно уменьшаться с глубиной, поскольку в этом случае влияние на нее температуры значительно превосходит влияние давления. Но такой вывод находится в противоречии с получен-

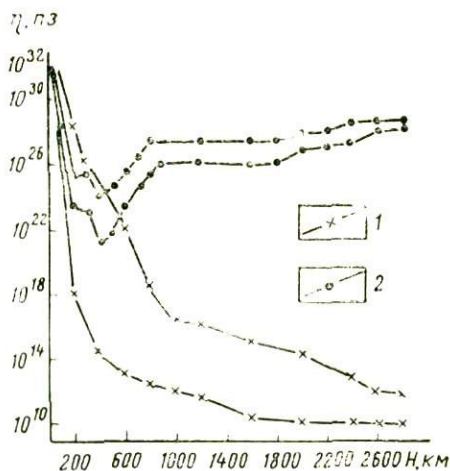


Рис. 17. Диффузионная вязкость верхней мантии Земли.

1 — диффузия по вакансиям; 2 — диффузия по междоузлиям.

ными по природным процессам данными об изменении вязкости мантии с глубиной; кроме того, переход атома в междоузлие требует меньшей высоты потенциального барьера, чем для вакансии.

Для механизма диффузии по междоузлиям коэффициент диффузии  $D_{op}$  определяется согласно К. Зинеру (Seeger, 1952) формулой

$$D_{op} = \alpha h v a^2 \exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right) \exp\left(\frac{\Delta E_{op}}{kT}\right), \quad (\text{III.12})$$

где  $\alpha$  — коэффициент, зависящий от типа решетки кристалла;  $\Delta S$  — изменение энтропии;  $v$  — частота колебания атома — носителя диффузии при движении по междоузлиям.

При численном счете по формуле (III.12) будем предполагать, что атом движется в периодическом потенциальном поле кристаллической решетки, амплитуда которого  $\Delta E_{op}$ . В этом случае получаем

$$v = \left(\frac{\Delta E_{op}}{2ma^2}\right)^{1/2},$$

где  $m$  — масса диффундирующего атома, равная примерно  $10^{-23}$  г.

Полагая, что работа по перемещению диффундирующего атома носит характер упругой деформации решетки, и принимая также зависимость модуля сдвига  $G$  согласно Сутерленду:

$$\frac{G}{G_0} = 1 - \left(\frac{T}{T_m}\right)^2,$$

где  $T_m$  — температура плавления, для изменения энтропии получаем

$$\Delta S = -\Delta E_{op} \left[ \frac{d(G/G_0)}{dT} \right].$$

Результаты расчета по формуле (III.10)<sup>1</sup> с коэффициентом (III.12) проиллюстрированы рис. 17 (Красс и др., 1969). В случае механизма диффузии по междоузлиям изменение вязкости с глубиной согласуется с существующими представлениями (см. предыдущий раздел).

Таким образом, данные, полученные для мезосферы, позволяют рассматривать диффузионный механизм вязкости по междоузлиям как более вероятный. Приведенный на рис. 17 график изменения вязкости земных недр по глубине является скорее качественным, поскольку не исключена возможность макроперемещений вещества в мантии, что будет соответствовать величинам  $\eta$  на два-три порядка ниже. При макроперемещениях эффективная вязкость характеризует скольжение слоев по межатомным плоскостям,

<sup>1</sup> При расчетах распределение  $T$  принималось по Р. Аффену (Uffen, 1962). Модуль сдвига  $G_0$  рассчитывался по данным о распределении плотности и скорости распространения поперечных волн с глубиной по Ф. Берчу (Birch, 1964).

тогда как диффузионные процессы связаны с микродвижениями атомов по дефектам кристаллической решетки, поэтому диффузионная вязкость представляет собой верхний предел эффективной вязкости.

### ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ВЯЗКОСТИ ЛИТОСФЕРЫ

Диффузионно-вязкое течение может иметь место при сколь угодно малых напряжениях. Известно, что этот процесс, обусловленный движением вакансий в кристаллах, является существенным лишь при температурах, составляющих не менее половины температуры плавления вещества.

При увеличении напряжений и особенно при уменьшении температуры (до половины температуры плавления и ниже) начинают преобладать пороговые процессы необратимой деформации, т. е. образование и движение дислокаций, приводящих в конечном итоге к макроразрывам сплошности. Естественно, что при этом значительную роль играют всевозможные границы, вплоть до границ зерен, которые являются областями образования и стока дислокаций.

Для оценки условия, при котором начинает преобладать дислокационный механизм ползучести, приравняем скорость дислокационной ползучести к скорости диффузионной ползучести. Скорость дислокационной ползучести взята согласно Л. Виртману (Розенберг, 1967), а диффузионной ползучести — Ф. Набарро (Nabarro, 1948):

$$\frac{32b^3D\tau}{\pi l^2kT} \approx 72,4 \left[ \frac{\nu^2 b^3 \sigma_{\pi}^9}{k^2 T^2 G^7 M} \right]^{1/2}, \quad (\text{III.13})$$

где  $\tau$  — макроскопические напряжения сдвига — примерно  $3 \times 10^{13}$  дин/см<sup>2</sup>;  $D$  — коэффициент диффузии ( $\sim 2,5 \cdot 10^{-11} - 10^{-9}$  см<sup>2</sup>/сек);  $l$  — величина зерна ( $10^{-2} - 10^{-4}$  см);  $b$  — вектор Бюргерса ( $\sim 2,5 \cdot 10^{-8}$  см);  $\sigma_{\pi}$  — пороговое напряжение;  $\nu$  — частота колебания атома ( $\sim 10^{13}$  сек<sup>-1</sup>);  $G$  — модуль сдвига ( $\sim 7 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>);  $M$  — число источников дислокаций ( $\sim 10^9 - 10^{10}$ /см<sup>3</sup>). Отсюда  $\sigma_{\pi} \approx 10^7 - 10^8$  дин/см<sup>2</sup> =  $10 \div 10^2$  кг/см<sup>2</sup>.

Для оценки глубины, на которой достигается данное напряжение, можно воспользоваться известной зависимостью величины пороговых напряжений от температуры (Розенберг, 1967):

$$\sigma_{\pi} = \sigma^* \exp(-\alpha T), \quad (\text{III.14})$$

где  $\sigma^*$  — стартовое напряжение образования дислокаций при нулевой температуре;  $\alpha$  — некоторый коэффициент. Подставляя  $\lg \sigma^* \sim 23,4$  и  $\alpha \sim 1,44 \cdot 10^{-2}$ , получаем  $T \sim 500^\circ \text{C}$ . Как считают Е. А. Любимова и В. А. Магницкий, такая температура имеет место на глубинах около 30 км как под континентами, так и под океанами. Однако в приведенных выше оценках не учитывалось влияние гидростатического давления, которое обуславливает при

прочих равных условиях увеличение пороговых напряжений. Следовательно, данное явление в действительности должно иметь место при несколько больших температурах.

Оценим влияние гидростатического давления. Если считать, что работа по передвижению дислокаций переходит в упругую энергию решетки, то энергия по Гиббсу

$$\Delta G = \Delta \sigma v, \quad (\text{III.15})$$

где  $\Delta \sigma$  — разность между приложенным и пороговым напряжениями;  $v$  — объем активации дислокаций.

С другой стороны, при изотермическом процессе

$$\Delta G = V \Delta p, \quad (\text{III.16})$$

где  $V$  — удельный объем вещества;  $\Delta p$  — приращение гидростатического давления.

Из формул (III.15) и (III.16) получается

$$\Delta \sigma = \frac{V \Delta p}{v}.$$

Обычно изменение объема вещества, связанное с упругой работой над кристаллической решеткой, отождествляют с активационным объемом, поэтому в первом приближении

$$\Delta \sigma = B \Delta p, \quad (\text{III.17})$$

где  $B = \text{const}$ .

Таким образом, из выражения (III.17) следует, что приращение величины порогового напряжения пропорционально приращению гидростатического давления. Следовательно, гидростатическое давление на литосферных глубинах не оказывает существенного влияния на оценку порядка порогового напряжения в формуле (III.13). Это и понятно, так как в деформации вещества основную роль играет сдвиговое напряжение (несимметричная часть тензора напряжений). Следовательно, при изменении гидростатического давления величина пороговых напряжений, необходимых для деформации, изменится незначительно.

Как видно из выражения (III.14), увеличение температуры снижает величину напряжения, поэтому глубину в 30 км, начиная с которой дислокационная ползучесть играет существенную роль, нужно считать минимальной. Вероятно, переход от астеносферы к литосфере представляет собой с точки зрения физической природы реологических свойств переход от преимущественно диффузионной вязкости к дислокационной; естественно, что мощность области перехода исчисляется километрами или даже первыми десятками километров.

При рассмотрении физической природы процессов в верхней части литосферы необходимо учитывать наличие разрывных нарушений и трещиноватости, т. е. несплошность среды. Вероятно, следует рассматривать эту часть литосферы как совокупность упру-

гих блоков, заключенных в пластичную матрицу, поскольку вещество по границам блоков находится в состоянии, близком к пластичному. Так, для гранита при давлении вдоль разлома  $3000 \text{ кг/см}^2$  величина пластической прослойки может быть больше  $0,25 \text{ см}$ . Следовательно, характер деформаций в верхней части литосферы — это преимущественно движение блоков при пластической деформации вещества по разломам.

Скорость пластической деформации зависит от значений компонент тензора напряжений. Когда скорость деформации мала, то в первом приближении она линейно зависит от напряжения, что эквивалентно закону вязкого течения. Таким образом, процесс деформации земной коры при медленных движениях можно рассмотреть с точки зрения вязкого течения, вводя надлежащим образом согласно уравнениям движения «кажущийся» коэффициент вязкости. Для земной коры, как было показано выше, средняя величина  $\eta \sim 10^{22} \text{ лз}$ .

## IV. РЕДУКЦИИ И АНОМАЛИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

### РЕДУКЦИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Глубинная динамика земных недр в значительной степени обусловлена плотностными неоднородностями, которые находят отражение в аномалиях силы тяжести. Измерения силы тяжести проводятся на физической поверхности Земли, а также на разных высотах над землей и под водой. Наблюдаемые в различных условиях значения силы тяжести несопоставимы между собой и с нормальным гравитационным полем. Их необходимо относить к некоторой единой уровенной поверхности; в этом и состоит проблема редуцирования. Эта проблема достаточно многопланова, и при решении различных задач к ней предъявляются разные требования. В вопросах геодезической гравиметрии, например, следует удовлетворять условию отсутствия масс вне уровенной поверхности.

При геологической интерпретации данных гравиметрической съемки (именно эта проблема и будет в дальнейшем рассматриваться) наиболее информативной является та редукция, при которой в остаточном поле аномалий четче всего проявляются особенности распределения плотностных неоднородностей в данной области. Поэтому выбор метода редуцирования целиком обуславливается задачей, стоящей перед исследователями. Существует несколько видов редукции силы тяжести, каждый из которых имеет свой физический смысл и применяется для различных целей.

Редукция за высоту пункта наблюдения, иначе редукция в свободном воздухе, служит для учета убывания силы тяжести с высотой.

В некоторой точке на расстоянии  $h$  над уровнем океана значение силы тяжести с хорошим приближением записывается в виде

$$g \approx \frac{fM}{(R+h)^2}, \quad (IV.1)$$

где  $M$  и  $R$  — соответственно масса и средний радиус Земли;  $f$  — гравитационная постоянная.

Ограничиваясь в разложении для степени  $\left(1 + \frac{h}{R}\right)^{-2}$  двумя первыми членами и учитывая, что  $g_0 \approx \frac{fM}{R^2}$  — значение силы тяжести на уровне океана, поправку за высоту  $h$  можно записать как

$$\Delta g \approx \frac{fM}{R^2} \frac{2h}{R} \approx 2 \frac{g_0}{R} h. \quad (IV.2)$$

Редукция Фая отличается от поправок «за свободный воздух» тем, что в ней учитывается влияние на силу тяжести реальных масс, расположенных выше пункта наблюдения. Влияние таких масс в равнинных местностях незначительно, поэтому редукцию в «свободном воздухе» иногда отождествляют с редукцией Фая. Обе эти поправки не учитывают влияния масс, расположенных между уровнем пункта наблюдения и уровнем моря (для случая, когда наблюдения проводятся на материках). Учет влияния этих масс в первом приближении трактуется как притяжение бесконечного в горизонтальном простирании промежуточного слоя. Различие между притяжением плоско-параллельной пластины и слоя, ограниченного сверху физической поверхностью Земли, учитывается поправкой за влияние рельефа местности:

$$dg = f\sigma \iiint_V \frac{z \, dx \, dy \, dz}{(r^2 + z^2)^{3/2}}, \quad (IV.3)$$

где  $(r^2 + z^2)^{1/2}$  — расстояние от элементарной массы до точки наблюдения.

Соединение поправки за высоту и притяжение промежуточного слоя постоянной плотности  $\sigma$  с учетом влияния рельефа представляет собой поправку Буге

$$\Delta g_B = \frac{2h}{R} g_0 \left(1 - \frac{3}{4} \frac{\sigma}{\sigma_{\text{ср}}}\right) + dg, \quad (IV.4)$$

где  $\sigma_{\text{ср}}$  — средняя плотность Земли.

Редукция Буге на море реализует учет влияния искусственно введенных масс; впадина океана «заполняется» добавочной массой с плотностью  $1,27 \text{ г/см}^3$  (дополнение до осадков  $\sigma = 2,3 \text{ г/см}^3$ ) или  $1,64 \text{ г/см}^3$  (дополнение до пород  $\sigma = 2,67 \text{ г/см}^3$ ).

При геологическом анализе региональных гравиметрических наблюдений, кроме редукций в свободном воздухе и редукций Бу-

ге, используется также изостатическая редукция. Во всех существующих изостатических схемах при подсчете гравитационного влияния массы обязательно разделяются на топографические и компенсирующие; при этом каждая схема представляет собой идеализацию реального распределения плотностей в коре и верхней мантии при обязательном выполнении условия изобарии на глубинной уровневой поверхности. Все изостатические схемы различаются между собой только заданием закона распределения компенсирующих масс. Вычисление гравитационного влияния по любой из существующих схем есть решение прямой задачи гравиметрии, т. е. изостатическое редуцирование представляет собой подкласс в классе прямых задач.

В основу изостатической схемы Эри — Хейсканена положены следующие предположения (рис. 18, б): равновесие коры локально, плотность ее постоянна и равна  $2,67 \text{ г/см}^3$ , нормальная мощность коры, соответствующая нулевому рельефу, 30, 40, 60, 80 и 100 км, плотность верхней мантии постоянна и превышает плотность коры на  $0,6 \text{ г/см}^3$ .

Изостатическая схема

Пратта — Хейфорда основывается на допущениях (рис. 18, а), что компенсация осуществляется путем изменения плотности, отсюда плотность под возвышенными участками меньше, чем под равнинами. Компенсация локальна и достигается на некоторой постоянной глубине  $H$ . Плотность компенсационных масс  $\sigma_1$  и плотность топографических масс  $\sigma_2$  связаны соотношением

$$\sigma_1 = -\frac{h}{H} \sigma_2, \quad (\text{IV.5})$$

где  $h$  — топографическая высота (высота над уровнем моря).

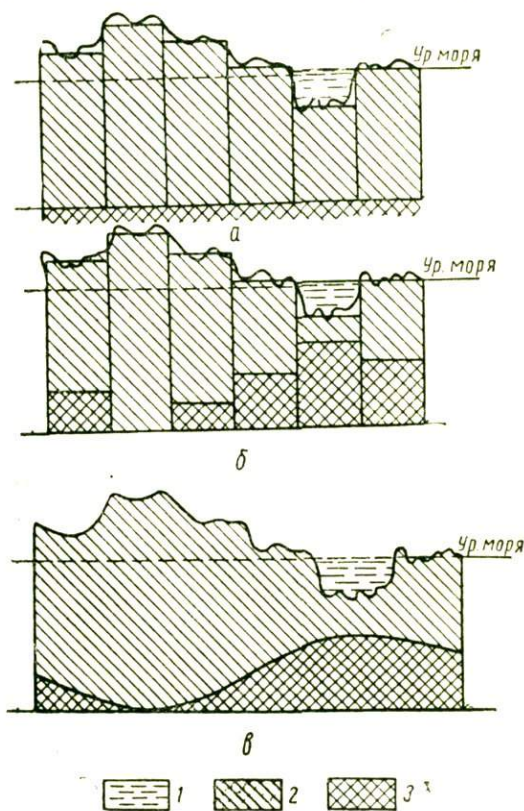


Рис. 18. Изостатические схемы коры Эри — Хейсканена (а), Пратта — Хейфорда (б), Вегинг — Мейнеса (в).

1 — вода; 2 — земная кора; 3 — верхняя мантия.

Изостатическая схема Венинг — Мейнеса (рис. 18, в) построена в предположении, что земная кора является упругой пластиной, плавающей на несжимаемой тяжелой жидкости. Поэтому компенсация осуществляется регионально и в горизонтальном направлении она распределена пропорционально вертикальному смещению коры под воздействием топографических масс. Толщина упругой пластины с нулевым рельефом топографии принята Венинг-Мейнесом 25 км.

Во всех трех схемах изостатического редуцирования имеется одна логическая погрешность. Топографические массы считаются положительными, если каменные породы находятся выше уровня океана, и отрицательными, если ниже уровня океана. Естественно, что компенсационные массы имеют избыточную плотность, знак которой противоположен знаку топографических масс. Такое разделение топографических масс на отрицательные и положительные приводит к изменению понятий перекомпенсации и недокомпенсации, если сохраняется аномалия одного знака при переходе через береговую линию. Данный факт есть следствие не совсем правильного определения топографических масс. С точки зрения формальных приемов редуцирования толщю воды в океане без большой погрешности можно «сконденсировать» в более тонкий слой плотностью  $2,67 \text{ г/см}^3$ . Этот слой вместе с нижележащей океанической корой можно рассматривать как единый, погруженный в мантию. По аналогии с плавающим в море айсбергом часть единого слоя, находящуюся выше поверхности «свободной» мантии, естественно считать положительной топографической массой. Компенсационными массами являются массы коры, расположенные ниже этой поверхности; их избыточная плотность отрицательна и равна разности плотностей коры и мантии.

Определенные таким образом топографические и компенсационные массы уточняют понятие поверхности «свободной» мантии как уровня субстрата, в который погружена кора. При изостатическом редуцировании уровень поверхности «свободной» мантии можно принимать в двух предположениях: первое — при отсутствии давления сверху столба океанической воды, второе — при наличии такового. При первом предположении поверхность «свободной» мантии расположена на глубине, близкой к 5 км. Однако в этом случае воду необходимо «конденсировать» до плотности  $2,67 \text{ г/см}^3$  и топографическими считать массы от глубины 5 км до поверхности уже «сконденсированной» воды в океане или до физической поверхности Земли на континенте.

Можно принять и вторую изостатическую схему, т. е. предполагать, что глубина залегания поверхности свободной мантии близка к 6,5 км, и условно считать, что ниже уровня океана повсеместно существует слой воды толщиной 6,5 км. Тогда плотность топографических масс, расположенных между уровнем «свободной» мантии и уровнем океана, необходимо считать равной  $1,64 \text{ г/см}^3$  (разность плотностей коры и воды), а выше уровня океана —

2,67 г/см<sup>3</sup>. Избыточная плотность компенсационных масс может изменяться в довольно широких пределах — от 0,1—0,2 до 0,7—0,8 г/см<sup>3</sup> (плотность нижних слоев коры 2,8—3,0 г/см<sup>3</sup>, а верхней мантии 3,1—3,5 г/см<sup>3</sup>), но в среднем разность плотностей на границе кора — мантия близка к 0,4—0,5 г/см<sup>3</sup>.

Рассмотренными редукциями геолог и геофизик обычно пользуются, не особенно вдаваясь в смысл редуцирования; между тем, выбор редукции в каждом конкретном случае требует специального предварительного анализа. Даже при наличии детальных гравиметрических съемок неверный выбор редукции может привести к заведомо неправильным результатам (Жонголович, 1949; Люстих, 1947). Естественно, что наилучшим способом обработки гравиметрических данных будет тот, который позволяет сохранить без существенного искажения лишь влияние аномальных тел, интересующих исследователя в данном случае.

При геологической интерпретации аномальные массы разделяются, как правило, на поверхностные и глубинные; первые представляют наибольший интерес для разведочной геофизики, тогда как вторые важны для изучения динамики недр Земли. В свете этого особое значение приобретает выяснение физического смысла редукций силы тяжести.

Аномалия в свободном воздухе представляет собой результат вычитания из наблюдаемого значения влияния идеальной Земли без учета притяжения слоя, расположенного выше идеальной Земли (т. е. выше уровня моря):

$$\Delta g' = g_{\text{наб.}} - g_0 + \Delta g. \quad (\text{IV.6})$$

За исключением районов суши с сильно пересеченным рельефом поверхности аномалии «в свободном воздухе» и аномалии Фая близки между собой и отражают влияние всех плотностных неоднородностей по отношению к идеальной Земле. Такой интегральный эффект сильно затрудняет проведение количественной геологической интерпретации указанных выше аномалий.

Особенно сильное влияние на поле силы тяжести в аномалиях Фая оказывает явление компенсации крупных масс литосферы с характерными линейными размерами  $L$  в десятки километров. Для описания этого эффекта удобно воспользоваться аппаратом сферических функций.

Если внутри сферы радиуса  $R$  на глубине  $H_n$  задан простой слой с распределением плотности  $\sum_n \sigma_n S_n$ , которому соответствует такой гравитационный потенциал, который возбуждается массами, расположенными на поверхности сферы радиуса  $R - H_n$ , то этот потенциал на поверхности сферы

$$U = \sum_n \frac{4\pi j R}{2n+1} \sigma_n S_n \left( \frac{R - H_n}{R} \right)^{n+1}, \quad (\text{IV.7})$$

где  $f$  — гравитационная постоянная,  $S_n$  — сферическая функция  $n$ -го порядка, а сила тяжести

$$g = \sum_n 4\pi f \frac{n+1}{2n+1} \sigma_n S_n \left( \frac{R-H_n}{R} \right)^{n+1}. \quad (\text{IV.8})$$

Рассмотрим геоморфологический элемент, компенсация которого осуществляется по схеме Эри-Хейсканена<sup>1</sup> (рис. 19, а). Если

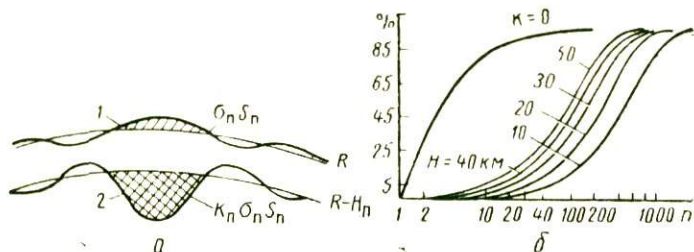


Рис. 19. Гравитационный эффект геоморфологического элемента.

а — схема компенсации (1 — топографические массы; 2 — компенсационные массы); б — зависимость гравитационного эффекта от номера гармоники сферической функции для различных глубин компенсации и при отсутствии компенсации (в процентах от влияния плоско-параллельного слоя).

данный геоморфологический элемент может быть аппроксимирован некоторой сферической функцией  $S_n$ , то возмущение гравитационного потенциала, которое он создает, будет обусловлено влиянием двух слоев (поверхностного плотностью  $\sigma_n S_n$  и компенсирующего плотностью  $K_n \sigma_n S_n$ , расположенного на глубине  $H_n$ ) и на поверхности земли равно:

$$U = \frac{2\pi f}{2n+1} \frac{\sigma_n S_n}{r^{n+1}} [R^{n+2} + K_n (R-H_n)^{n+2}], \quad (\text{IV.9})$$

где  $K_n$  — коэффициент компенсации геоморфологического элемента;  $R$  — средний радиус Земли;  $\sigma_n$  — плотность геоморфологического элемента.

Аномалия силы тяжести в свободном воздухе

$$\Delta g_n = 4\pi f \frac{n-1}{2n-1} \sigma_n S_n \left[ 1 + K_n \left( \frac{R-H_n}{R} \right)^{n+2} \right]. \quad (\text{IV.10})$$

В зависимости от степени компенсации  $K_n$  может меняться от нуля (отсутствие компенсации) до  $-\frac{R}{(R-H)^2}$  (полная компенсация).

При  $K_n=0$

$$\Delta g_n = 4\pi f \frac{n-1}{2n+1} \sigma_n S_n, \quad (\text{IV.11})$$

<sup>1</sup> Различное распределение плотностей в земной коре и неоднородность верхней мантии этой схемой не учитываются.

$$а \text{ при } K_n = - \frac{R^2}{(R - H_n)^2}$$

$$\Delta g_n = 4\pi f \frac{n-1}{2n+1} \sigma_n S_n \left[ 1 - \frac{(R - H_n)^n}{R^n} \right]. \quad (IV.12)$$

Из формулы (IV. 12) следует, что возмущение силы тяжести при одинаковой средней высоте геоморфологических элементов существенно зависит от их размеров (номера  $n$ ) и от глубины залегания компенсационной поверхности  $H_n$  (рис. 19, б).

Разница между аномалиями силы тяжести скомпенсированного и некомпенсированного локальных геоморфологических элементов ( $n \geq 400$ ) континентальных структур ( $H_n \geq 30$  км) незначительна (меньше 10% притяжения плоско-параллельного слоя).

Как уже отмечалось, все изостатические редукции представляют собой решение прямой задачи гравиметрии для двух слоев на сфере и отличаются друг от друга только распределением компенсирующей масс. Характер теоретического поля, полученного по изостатической схеме, существенно зависит от задаваемого закона компенсации. Для отдельного скомпенсированного геоморфологического элемента поле, рассчитанное по изостатической схеме, аналогично полю диполя. Для линейного размера  $L \leq H$  в конфигурации теоретического поля при условии положительного рельефа имеются один максимум и периферийные зоны минимумов; при  $L \gg H$  наиболее четко выделяется краевой эффект.

Интеграл аномалии силы тяжести для отдельного скомпенсированного элемента равен нулю, но при этом выделяются зоны положительного и отрицательного знака. Неучет этого явления при количественной интерпретации аномалий в свободном воздухе приводит к заведомо ошибочным геологическим выводам. Поэтому количественная интерпретация аномалий в свободном воздухе может проводиться только при введении изостатической редукции, но тогда полученная аномалия является изостатической.

В изостатической аномалии учтено влияние идеальной Земли на уровне наблюдения, а также ее внешней оболочки (коры), скомпенсированной по некоторой схеме. При выборе изостатической схемы необходимо руководствоваться двумя требованиями: она должна быть достаточно простой и возможно полнее учитывать конкретные физические условия геологической ситуации. Результаты статистической обработки данных ГСЗ свидетельствуют о том, что реальной земной коре лучше всего удовлетворяет схема Эри-Хейсканена (мощность коры при нулевом рельефе около 35 км и избыточная плотность на границе кора — субстрат примерно 0,4 г/см<sup>3</sup>). Однако в этой схеме, как уже говорилось, есть логическая неувязка: за нулевой уровень рельефа в ней принимается поверхность океана, причем вышележащие массы коры рассматриваются как положительный рельеф, а дно океана — как отрицательный. По физическому смыслу «плаванья» коры в мантии за нулевой уровень естественнее выбрать поверхность «свободной» мантии.

Сравним величины редукции, полученные по предлагаемой схеме и по схеме Эри-Хейсканена. По статистическим данным глубинное строение земной коры в среднем характеризуется следующими параметрами: глубина до поверхности «свободной» мантии 6,5 км, плотность коры выше этой глубины 2,67 г/см<sup>3</sup>, ниже — 2,9 г/см<sup>3</sup>, плотность мантии 3,3 г/см<sup>3</sup>, а воды — 1,03 г/см<sup>3</sup> (рис. 20). При

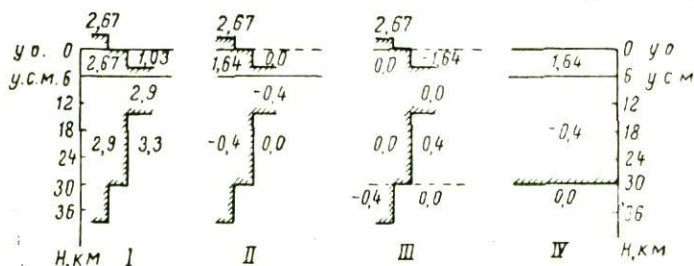


Рис. 20. Сравнение изостатической схемы Эри — Хейсканена со схемой, учитывающей поверхность «свободной» мантии: I — схема коры; II — распределение избыточных плотностей в изостатической схеме, учитывающей поверхность «свободной» мантии; III — избыточные плотности в схеме Эри — Хейсканена; IV — различие в распределении плотностей по двум схемам. у. о. — уровень океана, у. с. м. — уровень «свободной» мантии. Цифры на рисунке — плотность в г/см<sup>3</sup>.

этих предположениях нулевому уровню каменных пород соответствует глубина залегания поверхности Мохоровичича (М), близкая 33 км. Согласно предложенной схеме при этих параметрах плотность топографических масс, расположенных между уровнями «свободной» мантии и океана, равна 1,64 г/см<sup>3</sup>, а выше — 2,67 г/см<sup>3</sup>. Плотность избыточных компенсационных масс, равная разности плотностей коры и мантии, в данном случае равна —0,4 г/см<sup>3</sup>.

По схеме Эри-Хейсканена плотность топографических масс, находящихся выше уровня океана, 2,67 г/см<sup>3</sup>, а соответствующих им компенсационных масс —0,4 г/см<sup>3</sup>, плотность топографических масс для морских бассейнов —1,64 г/см<sup>3</sup> и соответствующих им компенсационных масс —0,4 г/см<sup>3</sup>.

Легко видеть, что схема Эри-Хейсканена может быть приведена к схеме с уровнем «свободной» мантии, предложенной выше, путем добавления двух слоев: первого плотностью 1,64 г/см<sup>3</sup> и расположенного между уровнем океана и поверхности «свободной» мантии и второго — плотностью 0,4 г/см<sup>3</sup>, толщиной от глубины залегания поверхности «свободной» мантии до глубины расположения поверхности М, соответствующей нулевому рельефу.

Гравитационное влияние каждого из этих слоев при условии, что они распространены по всей поверхности Земли, равно

$$\Delta g_1 = \frac{4}{3} \frac{\pi f}{R^2} \sigma_1 [R^3 - (R - 6,5)^3];$$

$$\Delta g_2 = \frac{4}{3} \frac{\pi f}{R^2} \sigma_2 [(R - 6,5)^3 - (R - 33)^3],$$
(IV.13)

где  $\sigma_1 = 1,64 \text{ г/см}^3$ ,  $\sigma_2 = -0,4 \text{ г/см}^3$ . Суммарное влияние обоих слоев  $\leq 4 \text{ мгг}$ .

Таким образом, изостатические поправки, полученные по предложенной схеме и по схеме Эри-Хейсканена, при одних и тех же параметрах для случая учета рельефа по всей поверхности Земли отличаются на постоянную величину, которая не превышает 4 мгг. Возникает вопрос, что дает предлагаемая модель изостатического редуцирования и нужно ли ее вводить? Прежде всего новая модель более ясно отражает физическую сущность «плавания» коры в мантии и позволяет четко определить понятия недокомпенсации топографических масс (положительные изостатические аномалии) и перекомпенсации (отрицательные изостатические аномалии). Введение этой модели исключает некоторые логические ошибки, связанные с изостатическим редуцированием. Например, Г. Джеффрис (1960), исходя из схемы Эри-Хейсканена, ожидал получить в Атлантическом океане отрицательную среднюю величину аномалии Фая, но не получил ее; это, как теперь видно, вполне закономерно.

Предлагаемая изостатическая модель четко определяет массы рельефа и компенсации, что, в свою очередь, позволяет свободно изменить ее в соответствии с теми или иными геолого-геофизическими предпосылками или гипотезами.

Изостатическая аномалия обусловлена влиянием аномальных масс, не учтенных принятыми схемами идеальной Земли и компенсированной коры. Поэтому изостатические аномалии могут быть отличны от нуля как в случаях, когда нарушен принцип «плавания» коры и изостазия литосферы, так и тогда, когда изостазия существует, но реализуется иначе, чем по принятой схеме. Количественная интерпретация изостатических аномалий затруднена по той причине, что аномальные массы при переходе через нулевой уровень, т. е., превращаясь из масс топографических в массы компенсационные, меняют свой знак. Например, в Черноморской впадине осадки, расположенные на глубине меньше 6,5 км, являются избыточными массами, а эти же осадки, залегающие на глубине более 6,5 км, — компенсирующими. Избыточная плотность компенсирующих осадочных слоев по отношению к мантии в данном случае составляет 0,7—0,9 г/см<sup>3</sup>, т. е. в два раза выше, чем в принятой схеме. Если при количественной интерпретации изостатических аномалий этот фактор не учитывать, то геологические выводы будут далеки от действительности.

Ценность изостатических аномалий состоит прежде всего в том, что они позволяют проводить качественную геотектоническую интерпретацию данных региональных гравиметрических исследований. По ним можно трассировать зоны нарушения равновесия литосферы и тем самым выявлять области активной глубинной динамики. По изостатическим аномалиям определяются также и уравновешенные участки литосферы, где изостазия реализуется существенно иначе, чем по принятой схеме. Наконец, аномальные

массы, расположенные немного ниже литосферы, также находят свое отражение в изостатических аномалиях.

Для количественной геологической интерпретации обычно используются аномалии Буге. Как известно, редукция Буге представляет собой учет влияния нормальных масс выше некоторой уровенной поверхности для суши и учет фиктивных масс, дополняющих по плотности воду морей и океанов до плотности осадочного или «граничного» слоя. Если представить себе, что соответ-

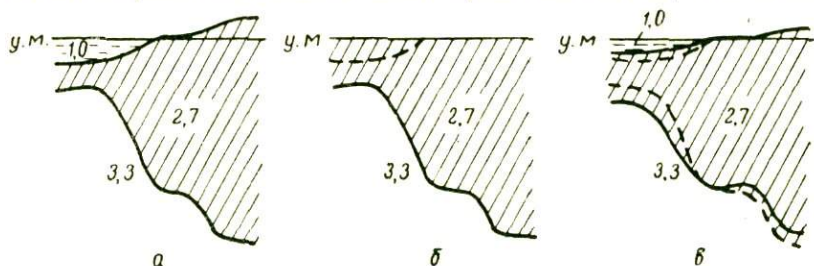


Рис. 21. Физический смысл введения поправки за промежуточный слой. а — реальная ситуация; б — изменение ситуации после математического введения поправок за промежуточный слой; в — то же, в случае действительного изменения масс, у. м. — уровень моря. Цифры на рисунке — плотность в  $\text{г/см}^3$ .

ственно этой операции участки суши срезаются, а море засыпается, то в результате восстановления изостазии земной коры поверхность суши поднимается, а дно моря опускается (рис. 21).

Операция редуцирования по Буге представляет собой нарушение естественного с точки зрения изостазии состояния, в котором находится земная кора. Удобство использования этой редукции состоит в том, что в аномалии Буге уже учтено влияние одной границы раздела — рельефа «каменной» Земли; она позволяет проводить интерпретацию относительно некоторой единой уровенной поверхности. Кроме того, при введении этой редукции все аномальные массы и границы раздела плотностей остаются практически неизменными относительно поверхности наблюдения. Как и при всякой количественной интерпретации, геологический анализ аномалий Буге не является строго однозначным, поскольку представляет собой решение обратной задачи гравиметрии. Выбор наиболее вероятной из возможных схем глубинного строения, полученных в результате количественной интерпретации аномалий Буге, производится по дополнительным данным других геофизических методов или по методу аналогий с изученными районами.

Во всех аномалиях силы тяжести не учитывается влияние глубинных аномальных масс, расположенных ниже литосферы. Эти массы являются источниками зональных аномалий и обуславливают ундуляции геоида. Все разобранные редукции силы тяжести рассматриваются по отношению к некоторой идеальной Земле, т. е. к уровенной поверхности эллипсоида. При анализе зональных аномалий необходимо учитывать, что ундуляции геоида по от-

ношению к поверхности сфероида образуют некоторый рельеф. Если «убрать» всю литосферу с ее плотностными неоднородностями, то ундуляции геоида будут характеризовать собой поверхность мантии, возмущенную глубинными плотностными неоднородностями<sup>1</sup>.

Для количественной характеристики зональных аномалий можно использовать поправку Брунса и Жонголовича

$$\delta = 0,3086N - 0,1119N = 0,1967N,$$

где  $N$  — превышение геоида над сфероидом. Первое слагаемое в этой формуле имеет смысл поправки за «свободный воздух» при переходе со сфероида на геоид. Второе слагаемое есть не что иное, как поправка за плоско-параллельный слой плотностью  $2,67 \text{ г/см}^3$ . Эта поправка, как и поправка за рельеф физической поверхности Земли, теоретически нарушает ее равновесное состояние, однако она позволяет провести регуляризацию геоида к некоторой идеальной поверхности (эллипсоид вращения), для которой известно нормальное значение силы тяжести  $\gamma_0$ .

Таким образом, зональные аномалии силы тяжести с учетом поправки Брунса и Жонголовича позволяют получить информацию о крупномасштабных глубинных плотностных неоднородностях, расположенных в мантии ниже литосферы. Анализ развития таких неоднородностей тесно связан с проблемой глубинной динамики Земли.

#### **ХАРАКТЕР УСТАНОВЛЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ И ИСТОЧНИКИ РЕГИОНАЛЬНЫХ АНОМАЛИЙ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ПЛАТФОРМЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ**

Аномалии силы тяжести являются одним из самых существенных источников информации о тенденции глубинной динамики Земли. По характеру аномалий силы тяжести и многим другим геофизическим и геологическим признакам поверхность нашей планеты в самом общем случае может быть разделена на три типа областей: современные и более древние платформы, области геосинклинального развития и области рифтогенеза. Глубинная динамика под платформенными областями наиболее спокойна, и структура литосферы областей этого типа изучена несколько лучше по сравнению с другими типами областей. Поэтому в первую очередь рассмотрим связь между аномальным гравитационным полем и характером динамики платформенных областей.

Схематически глубинная структура континентальных платформ может быть представлена в следующем виде. Мощность литосферы около 100 км, из них 30—40 км приходится на долю земной

---

<sup>1</sup> Аномалии, обусловленные плотностными неоднородностями литосферы, создают высокочастотный фон, накладывающийся на зональные аномалии более низкой частоты.

коры. Мощность астеносферы под континентальными платформами 120—150 км. Парушение и восстановление равновесия литосферы платформенных областей связано в основном с их вертикальными перемещениями. Такая динамика обусловлена воздействием вертикально направленных сил: поверхностной нагрузки или разгрузки, глубинных сил, приводящих к возмущению поверхности астеносферы, а также уплотнения и разуплотнения в литосферной части мантии. Примером разгрузки является последниковый подъем областей плейстоценовых оледенений, где достаточно четко установлена связь между нарушением равновесия литосферы и тенденцией глубинной динамики.

Как пример воздействия на литосферу нагрузки проанализируем влияние развивающегося материкового оледенения. В первом приближении, считая литосферу пассивной пластичной оболочкой, рассмотрим задачу о давлении штампа фиксированных размеров на поверхность слоя вязкой жидкости конечной толщины, покоящегося на жестком основании. Изучая динамику астеносферы, можно анализировать случай вязкой жидкости с малым числом Рейнольдса, когда уравнения Навье — Стокса берутся без инерциальных членов. Учитывая распределение ледовой нагрузки, будем решать осесимметричную задачу.

Уравнения Навье — Стокса в цилиндрических координатах (ось  $z$  направлена вниз, ось  $r$  — по невозмущенной свободной поверхности слоя) имеют при сделанных допущениях следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial r} + \eta \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] &= 0, \\ - \frac{\partial p}{\partial z} + \eta \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] + \rho g &= 0, \end{aligned} \quad (IV.14)$$

где  $\rho$  — плотность;  $p$  — гидростатическое давление;  $v_r$ ,  $v_z$  — соответственно радиальная и вертикальная скорости.

Присоединяя к системе (IV.14) уравнение неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial r} (rv_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (IV.15)$$

получаем систему трех дифференциальных уравнений относительно трех неизвестных функций —  $p$ ,  $v_r$ ,  $v_z$ .

Граничные условия нашей задачи таковы.

1. На жестком основании (поверхность мезосферы) — условие прилипания:

$$\begin{aligned} v_r \Big|_{z=H} &= 0; \\ v_z \Big|_{z=H} &= 0. \end{aligned} \quad (IV.16)$$

2. На свободной поверхности — давление штампа радиуса  $R_0$ , нагрузкой  $\sigma(r, t) = \sigma$ , когда  $r \leq R_0$ , т. е. нормальное напряжение на этой границе имеет вид:

$$\sigma_{zz} \Big|_{z=0} = \begin{cases} -\sigma, & r \leq R_0, \\ 0, & r > R_0 \end{cases} \quad (t \geq 0), \quad (\text{IV.17})$$

а касательное равно нулю:

$$\sigma_{rz} \Big|_{z=0} = 0. \quad (\text{IV.18})$$

В начальный момент времени свободная поверхность  $z = \zeta(r, t)$  совпадает с плоскостью  $z = 0$ :

$$\zeta(r, 0) \equiv 0. \quad (\text{IV.19})$$

Мы используем также кинематическое условие перемещения свободной поверхности, считая, что нормальная скорость на ней близка к вертикальной:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = v_z \Big|_{z=0}. \quad (\text{IV.20})$$

Решение системы уравнений (IV.14) и (IV.15) имеет вид интегралов Ханкеля:

$$\begin{aligned} v_r &= \int_0^{\infty} \left[ e^{-\lambda z} \left( A_2 - \frac{B_2}{\lambda} + B_2 z \right) - e^{\lambda z} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left( A_1 + \frac{B_1}{\lambda} + B_1 z \right) \right] J_1(\lambda r) d\lambda; \quad (\text{IV.21}) \\ v_z &= \int_0^{\infty} \left[ e^{-\lambda z} (A_2 + B_2 z) + e^{\lambda z} (A_1 + B_1 z) \right] J_0(\lambda r) d\lambda; \\ \bar{p} &= 2\eta \int_0^{\infty} (B_2 e^{-\lambda z} + B_1 e^{\lambda z}) J_0(\lambda r) d\lambda, \end{aligned}$$

где  $\bar{p} = p - \rho z_1$ ;  $J_0(\lambda r)$ ,  $J_1(\lambda r)$  — функции Бесселя первого рода, а коэффициенты  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $A_2$ ,  $B_2$  — функции  $\lambda$  и  $t$  — определяются из условий (IV.16) — (IV.19).

Вводя безразмерные координаты  $u = \lambda R_0$ ,  $\tau = t/T_0$ ,  $\beta = r/R_0$ ,  $2\eta/\rho g R_0 = T_0$  ( $T_0$  — период релаксации при перетекании вещества в полубесконечном пространстве),  $k = \frac{H}{R_0}$ ,  $\alpha = \frac{\sigma}{\rho g R_0}$ ,  $\bar{\zeta}(\beta, \tau) = \frac{\zeta(r, t)}{R_0}$ , получим формулу для свободной поверхности в безразмерном виде:

$$\bar{\zeta}(\beta, \tau) = \begin{cases} \kappa - \kappa \int_0^{\infty} e^{-\tau f(u)} J_1(u) J_0(\beta, u) du & \text{при } \beta \leq 1 \\ -\kappa \int_0^{\infty} e^{-\tau f(u)} J_1(u) J_0(\beta, u) du & \text{при } \beta > 1, \end{cases} \quad (IV.22)$$

где

$$f = \frac{1 + \gamma_1}{u(1 - \gamma_1)} ;$$

$$\gamma_1 = \frac{2(2ku - e^{-2ku} - 1 - 2k^2 u^2)}{2e^{-2ku} + 1 + (1 + 2ku)^2} .$$

Расчеты по формуле (IV.22) для свободной поверхности в ближайшей периферии от края штампа в процессе его погружения (рис. 22) свидетельствуют о поднятии поверхности вязкой жидкости в этой зоне (Красс, Ушаков, 1969). Если толщина вязкого слоя в пять раз меньше радиуса штампа ( $k=0,2$ ), поднятие достигает максимальной величины при

$\tau$ , близком к 50, и равно примерно 0,3 величины погружения штампа до равновесного состояния. В частности, при опускании областей материковых оледенений на 0,5—0,6 км при условии перетекания вещества астеносферного слоя подобно вязкой жидкости максимальная величина поднятий составляет 150—200 м. В этом случае для вязкости  $\eta = 5 \cdot 10^{20}$  лз (Григорян и др., 1966) максимальное поднятие произойдет в период от 3 до 10 тыс. лет с момента погружения в зависимости от величины радиуса области нагрузки.

Полученный результат прежде всего важен для принципиального решения вопроса о возможности периферийных поднятий. Образование современных неуравновешенных зон по периферии Восточной Антарктиды скорее всего следует связывать с быстрым увеличением мощности льда в краевой зоне оледенения. Кроме того, рассматриваемая задача является идеализированной моделью механизма, так как

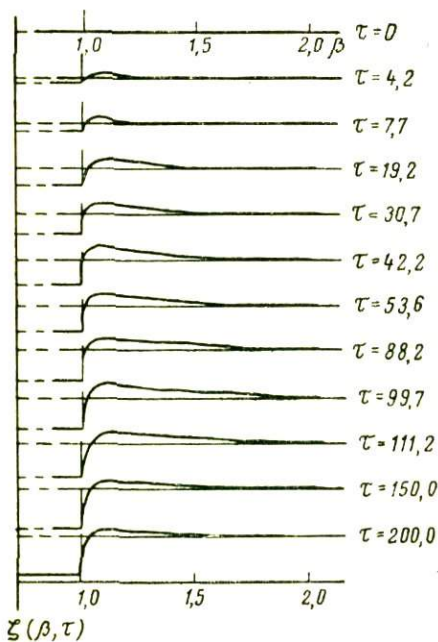


Рис. 22. Динамика поверхности слоя вязкой жидкости на периферии погружающегося штампа.  $\tau = \frac{2l\eta}{\rho g R_0}$  — безразмерный параметр времени.  $\beta$  — расстояние от центра погружающейся зоны, нормированное относительно ее радиуса.

астеносфера, вероятно, не представляет собой однородного вязкого слоя. Астеносфера и еще в большей степени вышележащая литосфера существенно разнородны по прочностным свойствам в латеральном направлении. Действительно, предполагая наличие жесткой боковой перегородки в астеносфере, можно оценить теоретически максимальную величину периферийного нескомпенсированного подъема  $h$ :

$$h \sim \frac{H_1 \rho_1}{\rho}, \quad (\text{IV.23})$$

где  $H_1$  и  $\rho_1$  — соответственно мощность и плотность льда;  $\rho$  — плотность каменных пород.

Принимая  $H_1 \sim 2$  км,  $\rho_1 = 0,9$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho = 3$  г/см<sup>3</sup>, получаем  $h \approx \approx 600$  м.

Однако при этом не учитывался такой фактор, как нестационарность ледовой нагрузки (постепенное увеличение мощности ледника, главным образом по периферии). Как уже отмечалось выше, если бы постоянная нагрузка мощностью  $\sim 2$  км была наложена мгновенно на площади радиуса  $R_0 = 5H$  ( $H$  — мощность астеносферы), то при  $\eta = 5 \cdot 10^{20}$  нз максимальное поднятие по периферии опускающейся области имело бы место примерно через  $5 \cdot 10^3$  лет и достигало бы 150 м. В действительности увеличение мощности ледовой нагрузки, вероятно, происходило за время порядка  $10^4$ — $10^5$  лет.

При условии, что нагрузка нестационарна, т. е.  $\sigma = \sigma(t)$ , и возрастает постепенно (как по площади, так и по мощности), достигая максимума ( $H_1 \approx 2$  км,  $R_0 \approx 5H$ ) за  $10^4$ — $10^5$  лет, из оценки по формуле (IV.22) следует, что примерно через  $5 \cdot 10^3$  лет после начала оледенения подъем по периферии составит лишь первые десятки метров, а при дальнейшем увеличении мощности и площади ледник будет «гнать» волну максимального подъема перед собой. Поскольку время нарастания ледовой нагрузки соизмеримо или даже больше времени затухания краевого поднятия, амплитуда максимального подъема при этом зависит от скорости увеличения ледовой нагрузки и имеет порядок единиц или первые десятки метров. Следовательно, по периферии областей увеличения материкового оледенения при условии, что время нарастания мощности льда примерно  $10^4$ — $10^5$  лет, средняя величина амплитуды подъема не будет превышать первых десятков метров. Вероятно, положительные аномалии Фая вокруг Восточной Антарктиды (Ушаков, Фролов, 1965) обусловлены именно этим процессом.

Более общим результатом проведенных исследований является то, что процесс установления изостазии в одной области может вызвать временное, но существенное отклонение от равновесного состояния в соседних областях.

Вышеприведенная задача рассмотрена без учета влияния жесткости литосферы. Теоретически при изгибе пластины из пластического материала, обладающей жесткостью, силой, распре-

ленной по поверхности этой пластины, за пределами нагруженной области возникает кольцо проседания, а еще далее — кольцо подъема. Иными словами, влияние жесткости литосферы сказывается в отодвигании горба поднятия от края нагрузки. Опущенная краевая часть представляет собой приледниковую депрессию, которая четко выражена на многих участках шельфа Восточной Антарктиды в виде обратных (от океана к континенту) углов наклона (рис. 23).

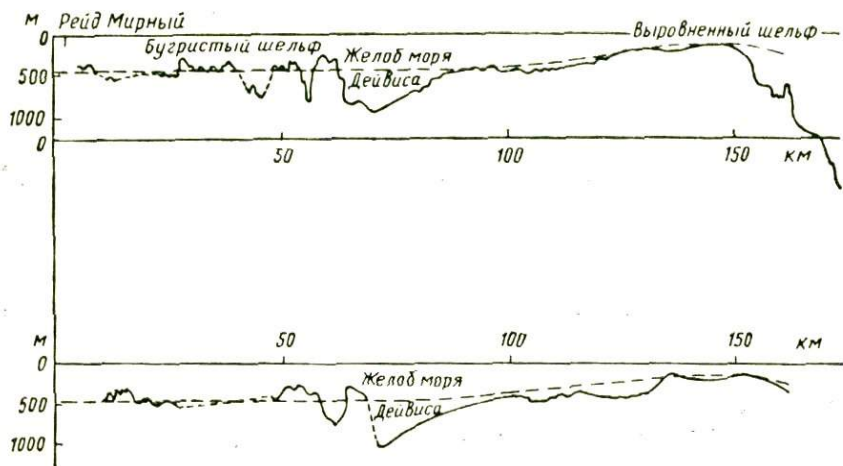


Рис. 23. Характер подледного рельефа в шельфовой зоне Восточной Антарктиды (по А. В. Живаго, 1960).

В тех случаях, когда ледник наступает не на шельфовые, а на континентальные области, зона приледниковой депрессии выделяется лагунами озерами. Характерная протяженность депрессионной зоны — первые десятки километров. Блоковое строение литосферы и наличие ослабленных зон глубинных разломов могут существенно снижать линейный размер краевой депрессии, а в отдельных случаях даже свести ее на нет.

Период восстановления равновесия зависит от соотношения между линейными размерами  $L$  возмущений и мощностью  $H$  астеносферного слоя.

Для мелкомасштабных возмущений ( $L \ll H$ ) период релаксации оценивается по формуле

$$T \sim \frac{\eta}{\rho g L}. \quad (IV.24)$$

Для крупномасштабных возмущений ( $L \gg H$ )

$$T \sim \frac{\eta}{\rho g H} \left( \frac{L}{H} \right)^2. \quad (IV.25)$$

Как видно из формул (IV.24) и (IV.25), возмущения очень мелких и очень больших размеров релаксируют достаточно мед-

ленно. Возмущения, где  $L \approx H$ , восстанавливаются наиболее быстро. График зависимости времени релаксации от  $L/H$  приведен на рис. 24.

Под платформенными областями мощность астеносферы близка к 120 км; следовательно, наиболее быстро должны затухать возмущения, как видно из рис. 24, с линейными размерами 50—200 км. Если на крупномасштабное возмущение наложены мелкие возмущения с линейными размерами до 10 км, то мелкомасштабный фон сохранится длительное время и после восстановления основного возмущения. Жесткость земной коры оказывает при этом существенное влияние на увеличение периода сохранения мелкомасштабных возмущений.

Длительная прочность горных пород, слагающих литосферу, в среднем составляет 20—40  $\text{кГ/см}^2$ . Очень небольшой размер стрелы прогиба приводит к тому, что горизонтальное усилие будет превышать вертикальное в десятки и сотни раз. Поэтому для создания разрывных напряжений в литосфере достаточно приложить вертикальную нагрузку не более 1—3  $\text{кГ/см}^2$ .

Деформирующие напряжения в литосфере могут возникать как под действием внешних усилий (барический эффект, ледники, накопление и снос осадков, всевозможные периодические возмущения поверхности астеносферы), так и в результате процессов уплотнения и разуплотнения в самой литосфере. Таким образом, дробление и уравнивание блоков литосферы происходит при воздействии сравнительно небольших вертикальных нагрузок<sup>1</sup>, приложенных к области с линейным размером не менее 25—40 км. Сравнительно невысокая длительная прочность пород литосферы не позволяет ей выдерживать достаточно долго (тысячи и десятки тысяч лет) вес аномальных масс, создающих гравитационный эффект в несколько милдигал на площади не менее тысячи квадратных километров.

Этот факт, установленный из реологии литосферы, является очень важным для понимания связи между гравитационными аномалиями и динамикой коры и верхней мантии платформенных областей. Например, все синеклизы Русской платформы характеризуются отрицательными изостатическими аномалиями силы тяжести. Некоторыми исследователями эти аномалии трактовались как

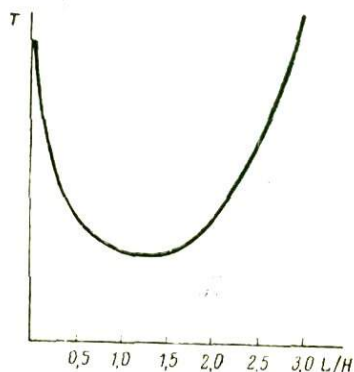


Рис. 24. Зависимость периода релаксации  $T$  от отношения линейного размера возмущения к толщине слоя астеносферы  $L/H$ .

<sup>1</sup> Горизонтальные напряжения в литосфере могут приводить к ее подвижкам, нарушающим равновесие.

свидетельство нарушения равновесия, а прогибание синеклиз и накопление в них осадков — как антиизостатические движения (Артемьев, 1966).

Результаты оценки изостатического состояния основных синеклиз Русской платформы с учетом реального распределения плотностей в верхних слоях коры (в частности, пониженной плотности осадков) свидетельствуют о том, что земная кора этих районов уравновешена достаточно полно. По данным ГСЗ, крупным погружением фундамента платформ соответствует подъем поверхности Мохоровичича, а в ряде случаев и границы Конрада. Длительное накопление осадков в пределах синеклиз приводит к постоянному опусканию фундамента и латеральному оттоку вещества верхней мантии и вблизи поверхности астеносферного слоя. Таким образом, в пределах платформенных областей вследствие небольшой длительной прочности горных пород условие изостазии в целом для литосферы выполняется достаточно строго; при этом изостазия земной коры больше соответствует схеме Эри, тогда как изостазия литосферы в целом — схеме Пратта.

Рассмотрим на теоретических моделях аномалии силы тяжести, которые могут иметь место из-за различного распределения плотностей по глубине в литосфере при выполнении условия изостазии. Для плавающей призмы с осевой симметрией были построены (при различных высотах и аномальных плотностях рельефа и его компенсации) графики  $\Delta g$  как функции от радиуса  $R$  аномальной зоны и высоты  $z$  этой зоны над уровнем моря (рис. 25).

Анализ полученных данных показывает, что даже при изостатическом состоянии коры в случае аномальной плотности масс рельефа  $0,2-0,3 \text{ г/см}^3$  аномалии для континентальных участков коры могут превышать 50 мгал. Экстремальных значений эти ложные изостатические аномалии достигают при радиусе аномальной зоны 15—30 км для континентальных участков и примерно 15 км — для океанических. Близкой к 50 мгал по величине может быть аномалия, обусловленная отличием от средней плотности компенсирующих масс, которая в платформенных областях при прочих равных условиях достигает максимума при  $R \approx 40 \text{ км}$ . Следовательно, в пределах континентальных платформ при достаточно строгом выполнении литосферой условия изостазии ложная изостатическая аномалия в центре участка с аномальной плотностью в некоторых случаях может достигать нескольких десятков миллигал. По периферии этого участка имеет место аномальное кольцо противоположного знака.

В зависимости от местоположения источников все аномалии силы тяжести в платформенных областях могут быть разделены на два типа, которые различаются по времени существования.

Выше были рассмотрены аномалии, источники которых находятся в литосфере. Оценка величины периода их существования по формулам (IV. 24) и (IV. 25), даже при условии чисто вязкого течения, при  $\eta = 10^{22} \div 10^{23} \text{ лз}$ ,  $L \sim 100-200 \text{ км}$ , а  $H = 100 \text{ км}$ , дает

$10^5$ — $10^6$  лет. Эта оценка справедлива для источников аномалий, расположенных главным образом в мантийной части литосферы, где длительная прочность и пороговое напряжение ползучести относительно невелики в силу температурных условий. Для верхних слоев литосферы, где развито преимущественно хрупкое разрушение, характерны длительная прочность и жесткость.

При заполнении впадин осадками наиболее быстро происходит их вертикальное уравнивание; более медленным является процесс постепенного выполаживания бортов впадины, который практически прекращается при малых углах наклона бортов, соответствующих предельным реологическим параметрам горных пород. Следовательно, процесс латерального плотностного выравнивания в верхних слоях литосферы практически не ограничен по времени.

Наиболее кратковременны аномалии, источники которых расположены в астеносфере. Как отмечалось выше, вещество астеносферы не обладает сколько-нибудь заметными пороговыми напряжениями ползучести; при средней вязкости астеносферного слоя порядка  $(1-5)10^{20}$  лз аномалии с линейными размерами от первых сотен до тысяч километров релаксируют за десятки тысяч лет. Аномалии, обусловленные плотностными неоднородностями с линейными размерами до первых десятков километров, как видно из формулы (IV. 24), могут существовать достаточно длительное время —  $10^6$  и более лет. Однако в силу большой глубины расположения таких источников ( $n$ , как результат малой величины  $L/H$ ), их гравитационный эффект на поверхности весьма незначителен и не превышает первых миллигал. Быстрее всего релаксируют аномалии, создаваемые плотностными неоднородностями в астеносфере с  $L \approx 50 \div 200$  км; время их релаксации — несколько

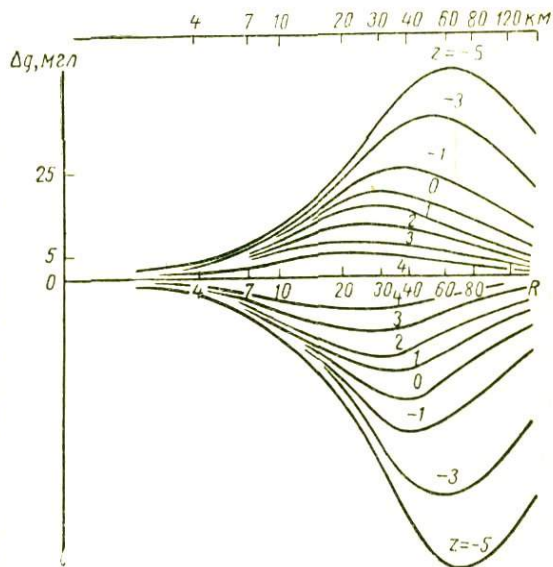


Рис. 25. Зависимость аномалии силы тяжести от радиуса уравновешенных призм коры с аномальным распределением плотностей (высота  $z$  над уровнем моря входит как параметр, отсчитывается от уровня океана и направлена вниз, аномальная плотность компенсирующего слоя  $+0.1$  г/см<sup>3</sup> и  $-0.1$  г/см<sup>3</sup>).

тысячелетий. Если аномальный источник находится в центральной части астеносферы, где вязкость минимальна и составляет примерно  $10^{19}$  лз, период его релаксации (а следовательно, и вызываемой им на поверхности аномалии силы тяжести) всего несколько сотен лет.

Возникновение и релаксация плотностных неоднородностей в астеносфере приводит в конечном счете к колебаниям поверхности литосферы. Однако гораздо большими по масштабу и амплитуде являются колебания, вызванные воздействием на астеносферу более вязкой, мощной и энергоемкой мезосферы. По динамическому эффекту такое воздействие можно моделировать подъемом жесткого штампа со скоростью  $v_z$  в подошве слоя вязкой жидкости.

Амплитуда возмущения при этом на поверхности оценивается по формуле, которая следует из уравнения гидродинамики:

$$h \sim \frac{v_z \eta L^2}{\rho g H^3}, \quad (\text{IV.26})$$

где  $v_z \sim 1-10$  см/год,  $\eta \sim (3-5) \cdot 10^{20}$  лз,  $L \sim 1000$  км,  $H \sim 100$  км, амплитуда подъема поверхности астеносферы  $h$  — порядка единиц или первых десятков метров. Кроме того (Артюшков, 1967), подъем подошвы астеносферы с переменной по величине скоростью может вызвать лишь весьма незначительные колебания коры на фоне общего подъема. Гравитационный эффект на поверхности в этом случае представляет собой суммарное влияние поднимающейся области мезосферы и возмущения поверхности астеносферы. Влияние возмущенной поверхности астеносферы сравнительно невелико и при указанной величине  $H$  не превышает первых миллигал. При этом скорость изменения гравитационного поля, связанная с колебаниями поверхности астеносферы, а следовательно, и литосферы, не будет превышать в платформенных областях  $0,001-0,01$  мгл/год.

Вопрос об аномалиях силы тяжести, вызываемых искривлениями поверхности мезосферы, остается открытым, поскольку данные о них практически отсутствуют. Если допустить, что амплитуда таких возмущений может достигнуть первого десятка километров, при избыточной плотности мезосферы  $0,1-0,2$  г/см<sup>3</sup> получим амплитуду аномалии в несколько десятков миллигал; полуширина этой аномалии будет достигать  $1,5-2,0$  тыс. км. Такой порядок по размерам и амплитуде присущ зональным аномалиям силы тяжести. Вопрос о времени их существования также неясен. В предположении, что они обусловлены влиянием мезосферы, оценка по формуле (IV.25) при  $\eta \approx 10^{25} \div 10^{26}$  лз дает период релаксации  $T \sim 10^7-10^9$  лет.

Таким образом, аномалии силы тяжести в платформенных областях отражают влияние источников, расположенных в литосфере, астеносфере, мезосфере и более глубоких оболочках Земли. Длина волны  $\lambda$  гравитационных аномалий, обусловленная плот-

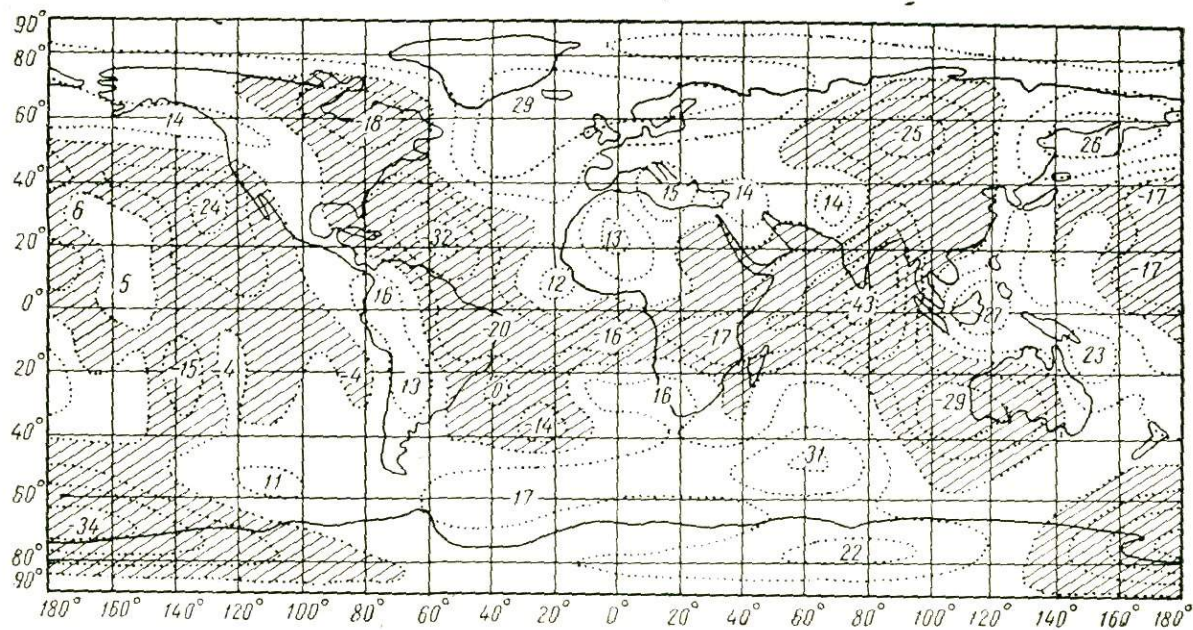


Рис. 26. Аномалии силы тяжести  $\Delta g$  на эллипсоиде Хейфорда (по Кенлейну, 1969). Заштриховано поле отрицательных значений.

постными неоднородностями литосферы, варьирует в пределах от долей до первых сотен километров. Нескомпенсированные массы могут явиться источниками аномалий с  $\lambda$  не больше самых первых десятков километров. Аномалии силы тяжести, у которых  $40 \leq \lambda \leq 200$  км и более, обусловлены скомпенсированными плотностными неоднородностями литосферы. Максимального значения по амплитуде  $50-60$  мгл<sup>1</sup> могут достигать аномалии с  $\lambda \leq 100$  км, создаваемые скомпенсированными источниками с глубиной их залегания  $30-50$  км.

Гравитационные аномалии от литосферных источников имеют значительный<sup>1</sup> период релаксации  $T \geq 10^5$  лет; чем ближе к астеносфере плотностная неоднородность, тем меньше при прочих равных условиях время ее существования.

Наименее длительные (до  $10^3-10^4$  лет) и небольшие по амплитуде (первые миллигалы) аномалии, обусловленные возмущениями и плотностными флюктуациями в астеносфере; характерная длина волны таких аномалий — первые сотни километров.

Аномалии силы тяжести с длиной волны  $\lambda \sim 1000$  км и амплитудой в десятки миллигал, т. е. зональные аномалии (рис. 26) вызваны плотностными флюктуациями и динамикой мезосферы, а также более глубоких оболочек Земли.

## V. КОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ЕЕ ПРОЯВЛЕНИЯ В ТЕКТОНИКЕ

### ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ РАЗВИТИЯ КОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Плотностные неоднородности в недрах Земли могут привести к тектоническим движениям только при отсутствии равновесного или устойчивого состояния вещества в поле силы тяжести. В механическом смысле устойчивым называется такое состояние замкнутой системы, при котором всякое незначительное по ее масштабам возмущение релаксирует, т. е. система через некоторый промежуток времени приходит в прежнее состояние. Примером этого служит рассмотренная выше гляциоизостатическая динамика литосферы и астеносферы.

Достаточно общим критерием устойчивости системы в поле силы тяжести является условие Радо:

$$\frac{d\rho}{dz} \leq 0, \quad (V.1)$$

где  $z$  — координата вдоль радиуса Земли, положительное направление которого отсчитывается от центра;  $\rho$  — плотность.

<sup>1</sup> Необходимо учитывать наличие краевого эффекта противоположного знака, создаваемого преобладающим влиянием компенсационных масс.

Для геомеханики особый интерес представляет тот случай, когда более плотное вещество расположено над менее плотным, т. е. условие (V.1) не выполняется. Система с таким распределением плотностей является неустойчивой и отклонения от первоначального ее состояния приводят к инверсии плотностей. Данный случай распределения плотностей представляет собой конвективную неустойчивость: более тяжелое вещество стремится занять нижнее положение в поле силы тяжести, а более легкое — подняться наверх. Эта инверсия плотностей осуществляется по принципу проворота конвективных ячеек.

В геологии хорошо известны примеры конвективной неустойчивости и динамические явления инверсии плотностей. Наиболее ярким из них является процесс происхождения и развития соляных куполов. Динамика этого процесса сводится к следующему. Слой соли с  $\rho \sim 2,1 \text{ г/см}^3$  расположен под более плотными слоями песчано-глинистых и карбонатных отложений с  $\rho \sim 2,3 \div 2,5 \text{ г/см}^3$ . Многочисленные экзогенные и эндогенные факторы приводят к искривлению границы раздела соль — вышележащие породы. Образующиеся при этом неровности границы создают благоприятные условия для развития конвективной неустойчивости и выхода наверх более легкой соли в виде куполов.

Другой пример конвективной неустойчивости — малоплотный слой водонасыщенных глин и песков под более плотными осадочными породами. Мерзлотоведам хорошо известны случаи выхода к поверхности из-под мерзлых слоев оттаявших нижних пород с меньшим удельным весом. Конвективная неустойчивость позволяет объяснить подъем магмы, насыщенной летучими компонентами. По мере подъема эти компоненты теряются, и магма уплотняется, что приводит к образованию интрузивных тел.

В связи с широким кругом геотектонических проблем, которые затрагивает конвективная неустойчивость, необходимо остановиться на основных положениях общей теории. Впервые вопрос о неустойчивости двух жидкостей в поле силы тяжести был рассмотрен Д. Релеем в начале XX столетия. Он проанализировал случай инверсии плотностей для идеальных жидкостей: при начальной стадии движения, когда граница раздела двух слоев незначительно отличается от плоскости. В 1965 г. появились работы по исследованию начальной фазы развития конвективной неустойчивости для ньютоновских жидкостей с большим коэффициентом вязкости  $\eta$ . При сильных ограничениях и упрощениях была получена картина распределения скоростей и напряжений (Ramberg, 1968; Selig, 1965).

Как отмечалось выше, движение горных пород есть не что иное, как динамика реологических сред в поле силы тяжести. Для конвективной неустойчивости сред, обладающих пределом ползучести  $\tau_0$ , условия

$$\rho_1 > \rho_2$$

$$(V.2)$$

явно недостаточно. При искривлении границы раздела двух конвективно неустойчивых сред возникает касательное напряжение  $\tau \approx (\rho_1 - \rho_2)gh_1$ , где  $h_1$  — величина вертикального перепада границы. Неустойчивость будет развиваться лишь в том случае, когда выполняется условие (Артюшков, 1965)

$$(\rho_1 - \rho_2)gh_1 \geq \tau_{0 \max}, \quad (V.3)$$

где  $\tau_{0 \max}$  — максимальная величина  $\tau_0$  для обоих слоев.

Условия (V.2) и (V.3) являются необходимыми и достаточными для развития инверсии плотностей при наличии конвективной неустойчивости.

Для случая конвективной неустойчивости вязких сред инверсия плотностей развивается по всей границе раздела между ними. Это объясняется тем, что частицы, локально участвующие в движении, в силу вязкого сцепления увлекают за собой и выводят из состояния равновесия соседние частицы. Таким образом, возмущение границы раздела от одной области передается к другой. Образующиеся конвективные ячеи (в которых легкий материал всплывает вверх, а тяжелый погружается) располагаются по принципу наиболее плотной упаковки и в плане сверху представляют собой либо правильные треугольники, либо шестиугольники.

В силу сравнительной ограниченности современного математического аппарата возможно лишь описание начальной стадии развития инверсии плотностей, которая позволяет наметить тенденцию последующей динамики. При больших возмущениях уравнения динамики становятся нелинейными и громоздкими, поэтому даже приближенные оценки более поздних фаз развития сопряжены с существенными трудностями. Рассмотрим начальную фазу развития инверсии плотностей двух горизонтальных вязких слоев.

В поле силы тяжести уравнения движения жидкостей с высокой вязкостью  $\eta$  для плоского случая имеют вид

$$-\frac{\partial p_j}{\partial x} + \eta_j \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) u_j = 0; \quad (V.4)$$

$$-\frac{\partial p_j}{\partial y} + \eta_j \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) v_j + \rho_j g = 0, \quad \frac{\partial u_j}{\partial x} + \frac{\partial v_j}{\partial y} = 0,$$

где  $u_j$ ,  $v_j$  — горизонтальная и вертикальная компоненты скорости, нижний индекс  $j$ , равный 1,2, обозначает соответствующий слой.

Граничные условия задаются следующим образом. Нижний слой, более легкий, покоится на жестком основании, где соблюдается условие прилипания, верхний перекрыт пассивной оболочкой по принципу пленки. Начальное возмущение границы раздела достаточно произвольно; оно может быть выражено рядом Фурье. В процессе инверсии плотностей отдельные гармоники развива-

ются быстрее и становятся доминирующими, поэтому достаточно исследовать случай одной произвольной гармоникой частоты  $k$ .

В предположении, что начальная стадия процесса характеризуется границей раздела  $\zeta(x, t)$  в виде

$$\zeta(x, t) = \zeta_0(t) e^{ikx}, \quad (\text{V.5})$$

где  $t$  — время,  $i$  — мнимая единица, вводится функция тока

$$\Psi_j = \Psi_{0j}(y) e^{ikx}; \quad u_j = -\frac{\partial \Psi_j}{\partial y}; \quad v_j = \frac{\partial \Psi_j}{\partial x}. \quad (\text{V.6})$$

При этом система уравнений (V.4) сводится к одному дифференциальному уравнению для определения  $\Psi_{0j}$ :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} - k^2 \right)^2 \Psi_{0j} = 0 \quad (j = 1, 2). \quad (\text{V.7})$$

Решение уравнения (V.7) имеет вид:

$$\Psi_{0j} = (A_j + B_j y) e^{ky} + (C_j + D_j y) e^{-ky} \quad (j = 1, 2), \quad (\text{V.8})$$

где коэффициенты  $A_j, B_j, C_j, D_j$  определяются из граничных условий задачи.

Рассмотрим возможные варианты развития инверсии плотностей в зависимости от отношения мощностей слоев ( $h, H$ ) и их вязкостей ( $\eta_1, \eta_2$ ) для различных длин волны  $\lambda$  на поверхности раздела.

Как известно, одномерное течение вязкой жидкости описывается соотношением

$$\tau \sim \eta \frac{1}{\lambda} \frac{dA}{dt}, \quad (\text{V.9})$$

где  $A$  — амплитуда возмущения. В поле силы тяжести  $\tau \sim (\rho_1 - \rho_2) g A$ , следовательно, из формулы (V.9) получаем

$$\frac{dA}{dt} \sim (\rho_1 - \rho_2) g A \frac{\lambda}{\eta}. \quad (\text{V.10})$$

Для случая конвективной неустойчивости решение уравнения (V.10) имеет вид

$$A(t) = A_0 e^{(\rho_1 - \rho_2) g \lambda t / \eta_{\max}}, \quad (\text{V.11})$$

где  $\eta_{\max} = \max(\eta_1, \eta_2)$ . Из (V.11) видно, что амплитуда возмущения возрастает экспоненциально во времени; при этом коэффициент

$$\theta = \frac{(\rho_1 - \rho_2) g \lambda}{\eta_{\max}} \quad (\text{V.12})$$

называется инкрементом неустойчивости и характеризует скорость инверсии плотностей в начальной стадии процесса.

Рассмотрим предельные случаи развития возмущения. При условии, что верхний слой представляет собой основное препятствие для развития возмущения, т. е.  $\eta_1 \gg \eta_2$  (наиболее распространенный вариант неустойчивости в земной коре), проанализируем зависимость скорости развития возмущения от длины волны  $\lambda$ .

Для короткопериодных возмущений ( $\lambda \ll h$ ,  $\lambda \ll H$ ) инкремент  $\theta$  имеет вид

$$\theta = \frac{\rho_1 g \lambda}{4\eta_1} \left[ -1 + \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} + \sqrt{\left(1 - \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1}\right)^2 + 2 \frac{\rho_1 - \rho_2}{\lambda \rho_1} \frac{h^2}{h + H}} \right]. \quad (\text{V.13})$$

Когда мощность верхнего слоя превышает мощность нижнего ( $h \gg H$ ), выражение (V.13) имеет приближенный вид:

$$\theta \approx \frac{\rho_1 g}{4\eta_1} \sqrt{2 \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} \lambda H}. \quad (\text{V.14})$$

Для случая обратного соотношения между мощностями слоев, т. е. когда  $H \gg h$

$$\theta \sim \frac{\rho_1^2 g h}{4\eta_1} \frac{\rho_1 - \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} \frac{h}{H}. \quad (\text{V.15})$$

При эквивалентных мощностях ( $h \approx H$ )

$$\theta \sim \frac{\rho_1^2 g}{4\eta_1} \frac{\rho_1 - \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} \sqrt{\lambda h}. \quad (\text{V.16})$$

При очень тонком верхнем слое возмущение практически не развивается. Наиболее благоприятные условия для развития возмущений создаются, если  $h \approx H$ ; при  $h \gg H$  инкремент возмущения  $\theta$  практически определяется только длиной волны.

В общем случае для короткопериодных возмущений из формулы (VI.13) следует, что  $\theta$  определяется приближенной зависимостью

$$\theta \sim \frac{\rho_1 g h}{4\eta_1} \sqrt{2 \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} \frac{\lambda}{h + H}}. \quad (\text{V.17})$$

Другим предельным случаем при условии, что вязкость верхнего слоя много больше вязкости нижнего, является развитие конвективной неустойчивости длиннопериодных возмущений ( $\lambda \gg h$ ,  $\lambda \gg H$ ). Инкремент развития возмущения тогда определяется формулой

$$\theta = \frac{13}{3} \frac{\rho_1^2 g h (\rho_2 - \rho_1)}{\eta_1 (\rho_1 + \rho_2)^2} \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2. \quad (\text{V.18})$$

Из формул (V.17) и (V.18) следует, что длиннопериодные и короткопериодные возмущения развиваются сравнительно медлен-

но. Наиболее быстро растут отклонения, длина волны которых  $\lambda_{\max}$  соизмерима с мощностью верхнего, более вязкого слоя (рис. 27). Если толщина нижнего слоя мала, то даже при  $\lambda_{\max}$  инверсия плотностей происходит намного медленнее, чем при эквивалентных  $h$  и  $H$ . В этом случае  $\theta \approx \frac{H}{h}$ .

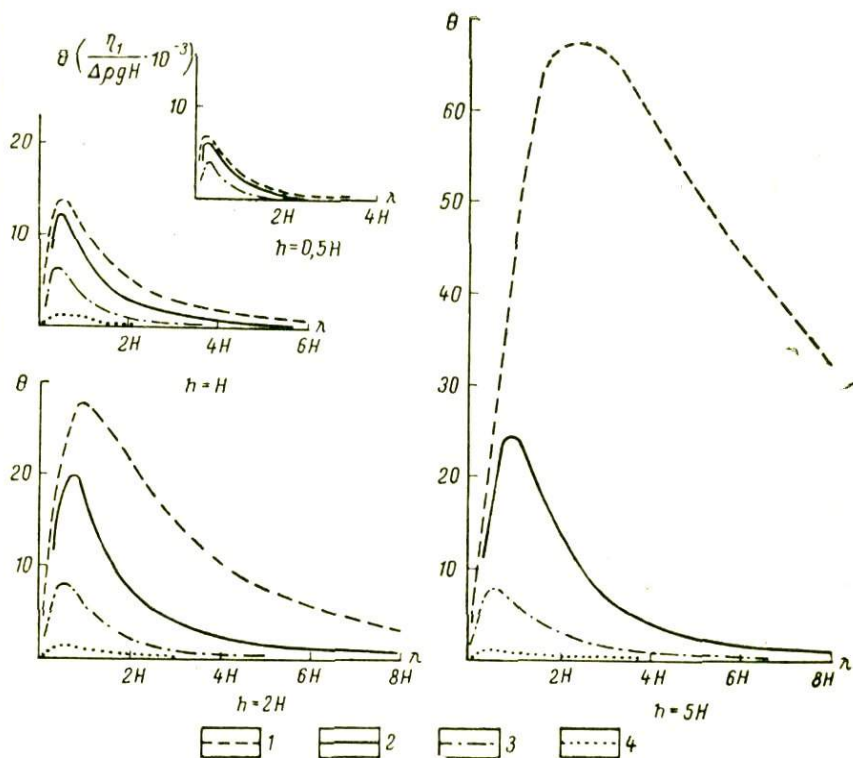


Рис. 27. Зависимость инкремента развития инверсии плотностей от длины волны.

1 —  $\eta_1/\eta_2 = 10^4$ ; 2 —  $\eta_1/\eta_2 = 10$ ; 3 —  $\eta_1/\eta_2 = 1$ ; 4 —  $\eta_1/\eta_2 = 10^{-1}$ .

Таким образом, когда верхний слой представляет собой большое препятствие, из произвольного первоначального искривления границы раздела выделяются и становятся доминирующими те гармоники, длина волны которых близка к  $\lambda_{\max}$ . При этом  $\lambda_{\max}$  определяется в основном мощностью более вязкого верхнего слоя. В самом общем случае произвольная форма границы раздела конвективно неустойчивых вязких слоев представляет собой набор различных гармоник. Однако не исключена вероятность того, что внешние причины могут придать начальную форму границы в виде гармоник очень низкого или очень высокого порядка. В таком

случае, как видно из формул (V. 17) и (V. 18), инверсия плотностей в своей начальной стадии будет развиваться крайне медленно. Длительность начальной стадии развития таких возмущений создает благоприятные условия для появления более поздних гармоник с  $\lambda \approx \lambda_{\max}$ , которые обгоняют в своем развитии ранее возникшие гармоники и становятся доминирующими.

Другой предельный случай, когда  $\eta_2 \gg \eta_1$ , аналогичен рассмотренному выше. Для короткопериодных колебаний ( $\lambda \ll h$ ,  $H$ ) инкремент развития возмущения имеет вид:

$$\theta = \frac{\rho_1 g \lambda}{4 \eta_2} \left[ -\frac{\eta_2}{\eta_1} + \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} + \sqrt{\left( \frac{\eta_2}{\eta_1} - \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} \right)^2 + 2 \frac{\eta_2}{\eta_1} \frac{\rho_1 - \rho_2}{\lambda \rho_1} \frac{h^2}{H + h}} \right]. \quad (\text{V. 19})$$

Выражение (V. 19) по своему виду аналогично формуле (V. 13). Повторяя ход рассуждения, как и при выводе формулы (V. 13), можно получить сходные результаты, характеризующие зависимость инкремента  $\theta$  от  $h/H$  при фиксированной длине волны  $\lambda$ .

В приближенном виде из выражения (V. 19) следует, что

$$\theta = \frac{\rho_1 g h}{4 \eta_2} \sqrt{2 \frac{\eta_2}{\eta_1} \frac{\lambda}{h + H}}. \quad (\text{V. 20})$$

Из сравнения формул (V. 17) и (V. 20) видно, что при прочих равных условиях короткопериодное возмущение быстрее развивается в том случае, если верхний тяжелый слой является более подвижным.

Инкремент развития длиннопериодных возмущений ( $\lambda \gg h$ ,  $H$ ) имеет вид:

$$\theta = \frac{5}{32} \frac{\rho_1 g h}{\eta_2} \left( \frac{H}{\lambda} \right)^2 \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1}. \quad (\text{V. 21})$$

Это выражение по форме зависимости от  $\lambda$  сходно с выражением (V. 18). Функции  $\theta = \theta(\lambda)$  для случаев  $\eta_1 \gg \eta_2$  и  $\eta_1 \ll \eta_2$  различаются между собой незначительно. Характер их изменения одинаков: вблизи нуля они ведут себя как  $\lambda^{1/2}$ ; при длине волны порядка нескольких  $h$  и  $H$  они убывают как  $\lambda^{-2}$ . Различие состоит в том, что для более вязкого нижнего слоя инкремент  $\theta$  в окрестности начала координат растет быстрее. Следовательно, точка максимума  $\lambda = \lambda_{\max}$  сдвинута влево по отношению к точке максимума для случая, когда верхний слой представляет собой большее препятствие ( $\eta_1 \gg \eta_2$ ) (см. рис. 27).

Таким образом, при прочих равных условиях доминирующие, т. е. наиболее быстро растущие гармоники искривления границы раздела обладают меньшими линейными размерами в том случае, когда более вязкая жидкость расположена внизу; при этом длина волны имеет порядок мощности слоев.

Как отмечалось выше, ползучесть большей части горных пород достаточно хорошо описывается реологическим уравнением типа

$$\tau = \gamma(\dot{\epsilon})^n, \quad (V.22)$$

где  $\gamma$  — некоторая константа, зависящая от структуры материала;  $n \leq 1$ . Подставляя в это уравнение  $\dot{\epsilon} \sim \frac{1}{\lambda} \frac{dA}{dt}$  и  $\tau \sim (\rho_1 - \rho_2)gA$ , получаем приближенное дифференциальное уравнение относительно  $A(t)$ :

$$\frac{dA}{dt} \sim \frac{\lambda}{\gamma} (\rho_1 - \rho_2) \frac{1}{A^n} g \frac{1}{A^n}. \quad (V.23)$$

Решением этого уравнения является функция

$$A \sim \frac{A_0}{(1 - \theta t)^{1/n-1}}. \quad (V.24)$$

Для случая конвективной неустойчивости двух слоев горных пород, т. е. когда выполняются условия (V. 2) и (V. 3), в начальной стадии инверсия плотностей развивается пропорционально  $t^{\frac{n}{1-n}}$  с инкрементом неустойчивости

$$\theta = - \frac{n-1}{n} \frac{\lambda}{\gamma} \frac{(\rho_1 - \rho_2) \frac{1}{A_0^n} g \frac{1}{A_0^n}}{A_0^n}. \quad (V.25)$$

и возрастает при  $t \rightarrow \theta^{-1}$ .

При  $n \rightarrow 1$  выражение (V. 24) переходит в (V. 11). Таким образом, для случая нелинейно-вязких сред со степенной реологической связью инверсия плотностей развивается медленнее, чем для ньютоновских жидкостей.

В зависимости от соотношения вязкостей конвективно-неустойчивых сред возможно образование двух типов структур в результате искривления границы раздела. Пусть, например, вязкость верхней более тяжелой жидкости меньше вязкости нижней жидкости. При инверсии плотностей происходит диссипация энергии в движущихся объемах вязких жидкостей. Скорость диссипации энергии в каждой из жидкостей примерно эквивалентна и пропорциональна  $\eta v^2 V$ , где  $v$  — скорость,  $V$  — объем деформируемой области, вовлеченной в инверсию. Следовательно, в менее вязкой жидкости этот объем будет больше, в более вязкой — меньше<sup>1</sup>. При этом в развитии инверсии верхняя жидкость играет активную роль, тогда как более вязкая нижняя является средой, через кото-

<sup>1</sup> Движение вниз большого объема менее вязкой и более плотной жидкости происходит по принципу минимума затраченной энергии, который в природе наиболее вероятен.

рую и проходит верхняя жидкость. Легкая жидкость выносится наверх в виде языков. В результате образуется структура типа центрального проседания (рис. 28, а).

В том случае, когда нижняя жидкость является более податливой ( $\eta_1 > \eta_2$ ), аналогичными рассуждениями можно показать, что картина меняется на противоположную, т.е. нижняя жидкость

активно внедряется большим объемом в верхнюю, вытесняя ее. В результате образуется структура типа куполовидного поднятия (рис. 28, б).

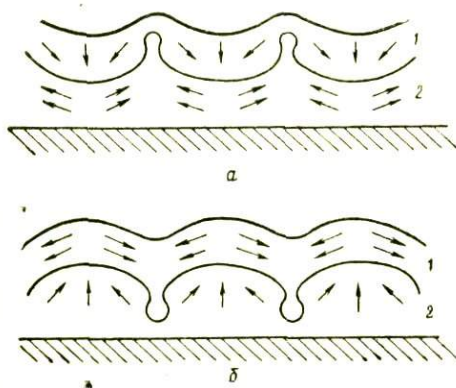


Рис. 28. Два типа инверсии плотностей. а — центральное проседание; б — куполовидное поднятие. 1 — слой тяжелого материала; 2 — слой легкого материала.

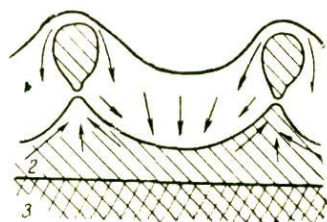


Рис. 29. Отрыв и подъем капле более легкого материала.

1 — тяжелый материал; 2 — легкий материал; 3 — жесткое основание.

В том случае, когда конвективно-неустойчивые среды обладают длительной прочностью, возможен отрыв «язычков» поднимающихся или опускающихся жидкостей. Это происходит потому, что, начиная с некоторого момента развития инверсии плотностей, подъем (опускание) массы «языка» происходит быстрее, чем успевает подтекать вещество у его подножия<sup>1</sup>. В результате образуется «шейка», которая утончается и рвется, что приводит к появлению отдельных движущихся капель (рис. 29).

### ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РОСТА СОЛЯНЫХ КУПОЛОВ

Наиболее типичным и широко распространенным природным процессом, представляющим собой развитие конвективной неустойчивости, является динамика роста соляных куполов. Поскольку с солянокупольными структурами часто связаны залежи нефти и газа, эта проблема имеет большое практическое значение. Закономерности динамики роста соляных куполов — теоретическая осно-

<sup>1</sup> В силу невыполнения условия (V. 3).

ва для целенаправленного прогноза при поисках антиклинальных структур в областях солянокупольной тектоники.

Как было показано выше, развитие инверсии плотностей в каждом конкретном случае определяется соотношением мощностей легкого и тяжелого слоев, разностью их плотностей, величинами эффективной вязкости  $\eta$  и пределами ползучести  $\tau_0$ . В настоящее время количество экспериментальных данных по реологическим характеристикам каменной соли и покрывающих ее пород (песчаников, глин и карбонатных отложений) невелико. Согласно М. В. Гзовскому и Д. Н. Осокиной (1960), эффективная вязкость глин, солей, гипсов и тонкослоистых алевролитоглинистых толщ изменяется в зависимости от величины и времени приложения нагрузки в широких пределах — от  $10^{14}$  до  $10^{18}$  нз (см. рис. 14). О пределе сдвига этих пород при длительных геологических процессах данные отсутствуют. Известны только условно-мгновенные прочности при атмосферном давлении и комнатной температуре (см. табл. 1).

Поскольку при увеличении длительности процесса деформирования существенно снижаются предельные величины реологических параметров, можно полагать, что аналогично грунтам предельное напряжение сдвига при длительности процесса  $10^5$ — $10^6$  лет для соли и надсолевых пород не превышает  $5$ — $10$  кг/см<sup>2</sup>. Эта величина должна существенно уменьшаться при условии обводнения. Из второго условия развития инверсии плотностей (V. 3) следует, что при  $\Delta\rho \approx 0,2$  г/см<sup>3</sup> необходимый первоначальный вертикальный перепад на границе раздела соль — надсолевая толща должен быть не менее 100 м.

Образование солянокупольных структур имеет место в областях погружающегося фундамента, когда соляной пласт перекрывается более тяжелыми осадками. До тех пор, пока мощность этих осадков еще мала по сравнению с мощностью соли, развитие куполов практически не будет происходить, даже при отсутствии предельного напряжения сдвига, так как при малой мощности осадков  $h$  инкремент  $\theta$  близок к нулю, что следует из формул (V. 17), (V. 18), (V. 20), (V. 21).

Рассмотрим в самом общем виде динамику развития соляных куполов во времени. Как соль, так и надсолевые толщи характеризуются нелинейными реологическими связями, поэтому их эффективная вязкость может изменяться в широких пределах (в сотни и тысячи раз) в зависимости от физических параметров и сдвигового напряжения. Отношение вязкостей надсолевых пород  $\eta_1$  и соли  $\eta_2$  в общем случае зависит от состава пород, степени их обводненности и консолидации. Для развития инверсии плотностей при условии предельного напряжения ползучести  $\tau_0$  у соли и особенно у надсолевых пород необходимо первоначальное искривление границы раздела конвективно неустойчивых сред порядка нескольких десятков и даже первых сотен метров. Поскольку при седиментации соль заполняет неровности рельефа основания и

выравнивает его, причинами искривления границы должны быть внешние воздействия на слой соли.

В свою очередь, внешние механические воздействия можно подразделить на два типа: 1) латеральное воздействие, приводящее к гофру в случае сжатия, к растрескиванию и проседанию в случае растяжения; 2) вертикальные подвижки фундамента. Первоначальное возмущение границы раздела соль — надсолевые породы, обусловленное внешними воздействиями и в первую очередь изменением рельефа основания слоя соли, в значительной мере определяет плановую картину солянокупольной тектоники.

Корректное количественное математическое описание динамики областей солянокупольной тектоники в настоящее время дать трудно, поскольку по мере развития инверсии плотностей процесс становится нелинейным. Попытка приближенного математического описания процесса в зависимости от первоначального возмущения и соотношения вязкостей  $\eta_1/\eta_2$  была предпринята Ф. Селигом (Selig, 1965; Selig, Wermund, 1966).

Начальное возмущение поверхности раздела задавалось в виде узкого хребта типа «всплеска»:

$$\zeta(r, \varphi, 0) = \sum_{m, n} J_n(k_m r) \cos n\varphi, \quad (\text{V.26})$$

где  $r$  и  $\varphi$  — соответственно текущий радиус и угол в цилиндрических координатах;  $k_m$  — волновое число.

Расчет производился до тех пор, пока возмущение не распространялось до границы области, радиус которой равен длине волны первоначального возмущения; при этом рассматривались ньютоновские жидкости, отношения вязкостей которых  $\eta_1/\eta_2$  принимались равными 5000, 10 000, 20 000. Результаты расчета показывают, что возмущение распространяется до границы области после определенного промежутка времени и характер его существенно зависит от соотношения вязкостей и мощностей слоев. Чем больше отношение  $\eta_1/\eta_2$ , т. е. чем большее препятствие представляет собой верхний слой, тем большая область оказывается вовлеченной в движение. При этом линейные размеры сечения поднимающегося купола возрастают. Увеличиваются линейные размеры сечения поднимающегося купола и проседающего межкупольного пространства также по мере повышения мощности слоя соли.

Однако к количественным результатам расчетов Ф. Селига и Е. Вермунда следует относиться критически, поскольку описание развития инверсии плотностей линейными уравнениями гидромеханики справедливо лишь для начальной стадии процесса, что не учтено упомянутыми исследователями, поэтому общие закономерности планового распространения первоначального возмущения на границе конвективно неустойчивых вязких жидкостей следует рассматривать только как приближенно качественные. В частности, как уже отмечалось выше, в более поздних стадиях развития

инверсии плотностей должны образовываться либо структуры типа центрального проседания, если вязкость надсолевых пород меньше вязкости соли, либо крупные куполовидные поднятия (см. рис. 28). Расчеты по формулам Ф. Селига, Е. Вермунда не дают такой картины. Это и понятно, поскольку они экстраполировали методы расчета начальной фазы на более поздние стадии развития инверсии плотностей.

В силу вязкого сцепления частиц вещества в процессе развития инверсии плотностей возникают обособленные участки движения — ячейки, расположенные по принципу наиболее плотнейшей упаковки. В плане они образуют прямоугольники либо равнобедренные треугольники или шестиугольники — в зависимости от конфигурации начального возмущения границы соль — надсолевая толща. Следовательно, на плановое положение и конфигурацию соляных куполов значительное влияние оказывает характер начального возмущения границы раздела конвективно неустойчивых сред.

Как известно, реальные среды обладают нелинейной вязкостью. Особенно это обстоятельство следует учитывать при более поздних стадиях развития инверсии плотностей, когда процесс роста куполов идет с ускорением и значительным увеличением касательных напряжений. Как правило, покрывающие соль отложения не являются однородными: они представляют собой слои различной прочности с ослабленными зонами. Это обстоятельство вносит существенные коррективы в динамику роста соляных куполов. Во-первых, соль поднимает наиболее резистентные, не обладающие достаточной пластичностью, пласты. Это приводит к внедрению соли в межпластовое пространство. Кроме того, находясь в развивающемся куполе под давлением, соль заполняет ослабленные боковые зоны, в результате чего у растущего купола образуются боковые шипы и карнизы. Во-вторых, в приподнятом пласте возникает растягивающее напряжение, которое приводит при достижении критической величины<sup>1</sup> к появлению системы трещин и дроблению. Иными словами, поднимающийся соляной купол не обязательно отжимает в сторону более тяжелую породу, а может прорывать ее. При этом, как следует из теории пластичности, образующаяся в напряженном пласте сетка разломов имеет характерный ортогональный вид (рис. 30).

В начальной фазе инверсии плотностей выделяется доминирующая гармоника с длиной волны  $\lambda_{\max}$ , зависящая от соотношения мощностей конвективно неустойчивых слоев и их вязкостей:  $\lambda_{\max} = \lambda (h/H, \eta_2/\eta_1)$ . При более поздних стадиях развития гармоничность нарушается, однако расстояние между поднимающимися куполами при условии неизменности отношений  $h/H$  и  $\eta_2/\eta_1$  по-прежнему характеризуется  $\lambda_{\max}$ . По длине волны между

<sup>1</sup> Как отмечалось ранее, напряжения на разрыв для осадочных горных пород невелики и составляют 0,2—0,6 кГ/см<sup>2</sup>.

вершинами куполов можно судить об отношении эффективных вязкостей соли и надсолевой толщи, если известно  $h/H$ . При этом необходимо учитывать, что в природном процессе, каковым является развитие куполов, имеет место изменение мощности осадочной толщи за счет седиментации и эрозии, т. е.  $h/H$  колеблется в некоторых пределах.

Кроме того, из-за нелинейности  $\eta_1$  и  $\eta_2$  в процессе развития инверсии может изменяться и соотношение  $\eta_2/\eta_1$ . Указанные

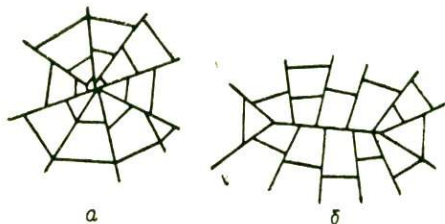


Рис. 30. Планы сетки разломов над осесимметричным (а) и вытянутым (б) куполами.

факторы могут повлиять на величину длины волны  $\lambda_{\max}$  и вызвать искажение общей плановой картины расположения куполов. Причиной изменения отношения  $\eta_2/\eta_1$  могут явиться: а) обводнение соли по мере прохождения ею межпластового пространства; б) обводнение слоев надсолевой толщи; в) увеличение интенсивности касательных напряжений по мере подъема куполов.

Изменение картины планового положения куполов по сравнению с начальной фазой под влиянием вышеуказанных причин может выражаться в следующем: 1) ускоренном росте отдельных участков купола; 2) слиянии отдельных куполов; 3) появлении вторичных куполов, растущих быстрее, чем первые; 4) деформировании формы купола с образованием проседаний на его вершине. Вследствие этих причин оценка  $\eta_2$  и  $\eta_1$  по величине  $\lambda_{\max}$  носит приближенный характер и справедлива с точностью до одного порядка.

Рассмотрим общетеоретические положения в применении к конкретному району солянокупольной тектоники — Прикаспийской впадине.

Характерной особенностью Прикаспийской впадины является длительное (в течение нескольких сотен миллионов лет) погружение кристаллического фундамента и накопление различных осадков. Наиболее погруженный участок фундамента установлен в районе оз. Аралсор (~20 км); к бортам впадины поверхность фундамента поднимается до глубины 5—8 км. Фундамент центральной части впадины гетерогенен, что находит отражение в его рельефе, в аномальных гравитационном и магнитном полях, а также фиксируется сейсморазведкой и магнитотеллурическим зондированием. Наибольшая раздробленность фундамента имеет место в прибортовых зонах впадины, где разломы обычно простираются вдоль борта.

Подсолевые докунгурские отложения, мощность которых до 7 км, вскрыты скважинами лишь в обрамлении впадины. В пределах северного обрамления осадочные породы состоят из морских

карбонатных, а также пестроцветных субконтинентальных отложений, возраст которых от 200 до 500 млн. лет. Плотность этих пород 2,5—2,6 г/см<sup>3</sup>. По сейсмическим данным в подсолевых отложениях установлено несколько прерывистых отражающих границ; верхняя, наиболее выдержанная граница обычно отождествляется с их кровлей.

Наибольшая глубина до этой границы зафиксирована между озерами Индер и Челкар и превышает 9 км. Слон здесь вытянуты в широтном направлении и осложнены тремя мульдами с амплитудой примерно 1 км, а склоны весьма пологи (угол наклона — первые градусы). Участками погружения кровли подсолевых пород до 9 км являются районы Хобдинского и Аралсорского гравитационных максимумов. К бортам впадины мощность подсолевых осадочных отложений уменьшается. Они, так же как и фундамент, разбиты системой разломов на ряд блоков. По мнению Я. С. Эвентова (1964), рельеф поверхности подсолевого ложа представляет собой систему горстов и грабен, которая в пределах центральной части впадины имеет преимущественно субмеридиональное простирание. Еще более, чем в центральной части впадины, изрезан в результате дизъюнктивных и пликативных движений рельеф поверхности подсолевых отложений в пределах обрамления. Разломы и складки протягиваются преимущественно вдоль бортов впадины, хотя имеется значительное количество поперечных и косых нарушений.

Соленосные отложения в пределах Прикаспийской впадины были накоплены в основном в течение кунгурского времени, т. е. около 200 млн. лет назад, за несколько миллионов лет. Первоначальная мощность галогенных пород, насколько это можно восстановить по современным сейсморазведочным данным, в центральной части впадины достигала 4 км. К бортам она, естественно, уменьшалась, и соленосные отложения постепенно замещались сульфатными, в которых возрастало число терригенных и карбонатных слоев. Плотность соленосных пород 2,1—2,2 г/см<sup>3</sup>, а в прибортовых районах, где преобладают сульфатные и карбонатные отложения, несколько больше.

О составе мезозойских пород надсолевого комплекса можно судить по данным Аралсорской и Хобдинской скважин (табл. 2).

Контакт между породами различного возраста фиксируется, как правило, по размыву и (или) угловому несогласию. Последние признаки свидетельствуют об изменении знака и характера колебательных движений дневной поверхности Прикаспийской впадины в течение всего мезозоя.

На размытой поверхности верхнемеловых отложений залегают кайнозойские образования. Их мощность и состав различны. В период от позднего мела до плиоцена, т. е. в течение 50 млн. лет, в интенсивное погружение была вовлечена западная часть впадины, расположенная между реками Волгой и Уралом, где накопилась мощная толща глин. В начале плиоцена этот район,

Таблица 2

## Характеристика мезозойских надсолевых отложений

Возраст, млн. лет	Аралсорская скважина		Хобдинская скважина	
	Мощность, м	Состав	Мощность, м	Состав
65—100	570	Мел, известняк, глина, мергель	100	Мел, мергель, известняки
100—135	320	Глинисто-песчаный	420	Глинисто-песчаный
135—160	300	Глинисто-карбонатный	110	Глинисто-карбонатный
160—170	160	Алевриты, песчаники	320	Глины, пески, песчаники, бурые угли
170—190	170	Песчано-глинистый	160	Песчано-глинистый
190—205	420	Песчано-глинистый	900	Песчано-глинистый
205—225	800	Известняково-терригенный	500	Известняково-терригенный

как и вся Прикаспийская впадина, испытывал поднятие. В результате эрозии многие солянокупольные структуры оказались существенно размывтыми. В течение позднего плейстоцена и четвертичного времени (т. е. от 7 млн. лет назад и до сих пор) Волго-Уральское междуречье испытывало интенсивное погружение, и максимальная мощность осадков за этот период достигла 1 км.

Достаточно сложным в течение кайнозоя был характер накопления и эрозии осадков в других районах впадины, где они представлены преимущественно глинами, реже песками, песчаниками и известняками. Плотность пород, отложившихся в послекунгурское время, различна — 2,3 до 2,6 г/см<sup>3</sup>, но, учитывая, что основную часть составляют песчано-глинистые разности, можно принять среднюю плотность надсолевой толщи примерно 2,4 г/см<sup>3</sup>.

Таким образом, весь осадочный комплекс, накопленный за 500 млн. лет в пределах Прикаспийской впадины, по характеру изменения плотности с глубиной может быть разбит на три толщи: 1) верхнюю ( $\rho \sim 2,3 \div 2,4$  г/см<sup>3</sup>); 2) среднюю ( $\rho \sim 2,1 \div 2,2$  г/см<sup>3</sup>); 3) нижнюю ( $\rho \sim 2,5 \div 2,6$  г/см<sup>3</sup>). Верхняя и средняя толщи представляют собой конвективно неустойчивые среды, так как более плотные породы подстилаются менее плотными и разница плотностей составляет примерно 0,1—0,3 г/см<sup>3</sup>. Естественно, что при мощности этих сред от первых сотен метров до первых километров и многочисленных подвижках фундамента, которые имели место в этом районе в послекунгурское время, т. е. за последние 200 млн. лет, эта неустойчивость должна была привести к развитию инверсии плотностей, а следовательно, к солянокупольной тектонике.

Само собой разумеется, что форма куполов и межкупольного пространства, заполненного осадками, отложившимися в послекунгурское время, зависит от многих параметров: 1) характера первоначального возмущения, явившегося причиной искривления границы конвективно неустойчивых сред; 2) первоначальной мощ-

ности соли ( $H$ ); 3) вязкости соли и закона ее изменения по мере роста купола; 4) мощности надсолевых отложений к началу интенсивного развития доминирующих гармоник  $\lambda_{\max}$  на границе раздела; 5) характера отложений и реологических параметров осадков, накопившихся за последние 200 млн. лет; 6) подвижек фундамента, имевших место в этот период. Доминирующее влияние некоторых из этих факторов в каждом конкретном районе и послужило причиной возникновения и развития специфических особенностей солянокупольной тектоники.

В выявлении закономерностей планового расположения основных структурных форм, какими являются купола и межкупольные пространства, основная роль принадлежит гравиметрическим и сейсмическим методам. Действительно, значительная разница плотностей ( $\sim 0,2 \text{ г/см}^3$ ) и большие вертикальные амплитуды плотностной границы (от первых сотен метров до нескольких километров) создают благоприятную перспективу для эффективного применения гравиметрии, так как амплитуда  $\Delta g$  над отдельными куполами достигает первых десятков миллигал. Естественно, что при помощи гравиметрии трудно получить представление о многих деталях строения куполов и межкупольного пространства. Более обширную информацию дает сейсморазведка, особенно благодаря применению регулируемого направленного приема упругих волн. Комплексирование методов гравиметрии и сейсморазведки позволило получить общее представление о закономерностях структурного плана соляной и надсолевой толщ, а также выявить некоторые черты их строения.

Результатом геологического анализа геофизических данных явилась схема солянокупольной тектоники Прикаспийской впадины (Неволин, 1965; Соловьев, 1966). По характеру глубинной структуры кунгурских и более поздних отложений вся территория Прикаспийской впадины может быть разбита на две части — внутреннюю и периферийную. В пределах каждой из них И. И. Кожевниковым и др. (1966) выделено несколько зон: во внутренней части — Хобдинская, Эмбенская и Центральная; по периферии — Южная, Утвинско-Илецкая, Северо-Западная и Соль-Илецкая. К последним относятся также зоны Предуральского передового прогиба и южного периклинального прогиба Урала, которые стали прибортовыми участками Прикаспийской впадины лишь в послемезозойское время.

Общими признаками планового расположения куполов во внутренней части Прикаспийской впадины является ячеистая структура (рис. 31), причем наиболее крупные купола имеют в плане звездную форму и занимают площадь до  $2500 \text{ км}^2$ . Как правило, соляные купола соединены между собой соляными валами, имеющими протяженность до нескольких десятков километров. Система куполов и соединяющих их валов образует структуру, характерную для конвективной неустойчивости. В Центральной зоне, где мощность соли наибольшая, площадь, занимаемая купола-

ми, больше площади межкупольного пространства. В Хобдинской зоне по мере уменьшения мощности соли площадь межкупольного пространства становится больше площади куполов. Еще более явно это выражено в Эмбенской зоне, где мощность соли значительно меньше, чем в первых двух, а характерная площадь купола 30—50 км<sup>2</sup>. Во всех этих зонах сейсморазведкой выявлены небольшие (амплитудой в первые сотни метров) купола, расположенные между основными куполами.

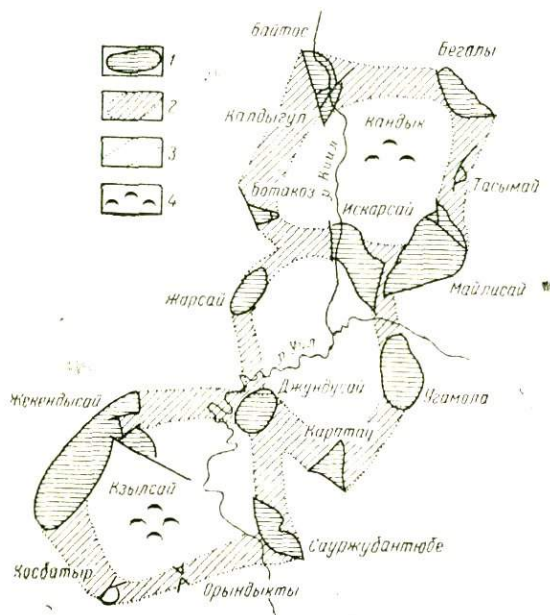


Рис. 31. Ячеистая структура участка Хобдинской зоны солянокупольной тектоники (вид сверху) (Кожевников и др., 1966).

1 — соляные купола; 2 — соляные вали; 3 — межкупольное пространство; 4 — вторичные купола.

леозойских отложений и образуют 5—6 антиклинальных зон, в которых соль прорывает красноцветные верхнепермские отложения.

Закономерность размещения соляных куполов в Прикаспийской впадине получает свое объяснение из теоретических положений инверсии плотностей. Во внутренней области, где мощности соли и надсолевой толщи наибольшие, влияние бортов и первоначального искривления границы раздела конвективно неустойчивых сред сравнительно невелико, поэтому в плане развитие инверсии плотностей имеет вид, близкий к тетрагональному или гексагональному (см. рис. 31).

В центральной части впадины среднестатистический характерный размер длины волны  $\lambda_{\text{max}} \sim 30$  км. Мощность соли и надсолевой толщи в настоящее время эквивалентны. Однако следует

Общей закономерностью солянокупольной тектоники периферийных зон является линейное расположение соляных куполов, развивающихся на соляных валах большого (свыше сотни километров) протяжения. Эта линейность проявляется более четко по мере удаления от внутренней области Прикаспийской впадины. Так, в Северо-Западной зоне соляные вали образуют две, а местами и три линейно вытянутые цепочки, разделенные погружениями, заполненными послекунгурскими отложениями.

В южной зоне периклинального прогиба Урала соляные вали и купола приурочены к субмеридиональным складкам палеозойских отложений.

учитывать, что объем послекунгурских надсолевых отложений возрастал, тогда как у соли он оставался без существенных изменений, поэтому  $\lambda_{\max}$  в начале процесса развития инверсии плотностей должно отличаться от  $\lambda_{\max}$  последующих стадий (см. рис. 28).

Характерные размеры межкупольного пространства при малой мощности надсолевой толщи определяются не только соотношением мощностей и вязкостей конвективно неустойчивых слоев (как это следует из теоретических положений), но и в значительной степени от местоположения и амплитуды первоначального искривления границы, разделяющей соль и вышележащие породы. Кроме того, как свидетельствуют геологические данные, в отдельные интервалы времени скорость образования надсолевой толщи была соизмерима со скоростью выхода соли или даже меньше. Такая нестационарность процесса инверсии плотностей затрудняет количественный анализ с теоретических позиций, поскольку имеющиеся расчеты справедливы для случая с неизменными объемами конвективно неустойчивых сред. В настоящее время на основании количественных теоретических расчетов можно дать только качественную картину общих положений динамики развития соляных куполов и некоторые оценки порядка величины. Одной из существенных причин такого положения является недостаток геологической информации и данных цикличности процесса накопления и сноса осадков в связи с колебаниями фундамента.

В центральной части Прикаспийской впадины, где мощности соли и надсолевой толщи значительны и в настоящее время близки между собой, общая картина солянокупольной тектоники в плане объяснима из теоретических положений инверсии плотностей. Для этой области характерна ячеистая полигональная структура куполов. В межкупольном пространстве начинают развиваться вторичные купола, т. е. выход к поверхности первичных куполов и уменьшение мощностей соли в межкупольном пространстве создают новые условия для дальнейшего развития инверсии.

Следует отметить, что в центральной части впадины, где мощность надсолевой толщи наибольшая, подвижки фундамента играют роль спускового механизма для инверсии плотностей, а в процессе развития приводят лишь к некоторому искажению общей картины. Характерные площади куполов и межкупольного пространства в этом случае существенно зависят от соотношения  $\eta_1/\eta_2$ . При соизмеримых вязкостях площади куполов и межкупольного пространства близки; если  $\eta_1 \gg \eta_2$ , то площадь куполов будет значительно превышать площадь межкупольного пространства, а при  $\eta_1 \ll \eta_2$  — наоборот. Поскольку в центральной части впадины соотношения площадей этих структур близки к единице, значит  $\eta_1 \sim \eta_2$ .

В периферийных зонах Прикаспийской впадины, где мощности соли и надсолевой толщи уменьшаются, существенно сказывается влияние тектонических движений бортов, о чем свидетельствует линейная вытянутость соляных структур. В пределах каждой

такой структуры локальный характер инверсии плотностей объясняется на основании общих, рассмотренных выше положений.

Период  $T$  инверсии плотностей оценивается по формуле (Danès, 1964)

$$T \sim \frac{1}{\theta} \ln \left| \frac{h}{\xi_0} \right|, \quad (V.27)$$

где  $\xi_0$  — первоначальное искривление границы раздела конвективно неустойчивых сред;  $h$  — толщина надсолевых пород. Принимая  $h \sim 2 \div 3$  км,  $\xi_0 = 0,1 \div 0,2$  км,  $\eta_1 \sim 10^{18} \div 10^{19}$  лз,  $\Delta\rho \sim 0,2$  г/см<sup>3</sup>, получим  $T \sim 10^7$  лет; эта цифра на порядок меньше времени существования соли в Прикаспийской низменности. Судя по геологическим данным, накопление надсолевых осадков было прерывистым и периодически седиментация сменялась денудацией. Этот факт свидетельствует, что действительное время инверсии плотностей намного меньше всего периода существования надсолевых отложений.

В настоящее время общие закономерности солянокупольной тектоники становятся доступными для теоретического анализа с позиций механики сплошных сред и для научного прогноза полезных ископаемых, приуроченных к солянокупольным структурам. Количественная сторона этой проблемы, помимо определения конкретных геологических условий, требует еще и существенного развития математического аппарата — методов решения нелинейных уравнений, описывающих динамику инверсии плотностей при больших амплитудах искривления границы раздела конвективно неустойчивых сред.

### ПРОБЛЕМА НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ВЕРХНЕЙ МАНТИИ

Проблема инверсии плотностей конвективно неустойчивых сред в применении к верхней мантии имеет большое значение в связи с анализом глубинной механики в зонах тектонической активности. Плотностные неоднородности могут привести к тектоническим движениям лишь при неравновесном или неустойчивом состоянии в поле силы тяжести. Устойчивым будем называть такое положение замкнутой системы, при котором всякое незначительное (по масштабам системы) отклонение от него не ведет к нарушению основных характеристик системы, а релаксирует, т. е. система опять приходит в исходное положение.

Для классификации тектонических движений основным критерием является, на наш взгляд, градиент плотности земной коры и верхней мантии в поле силы тяжести. В самом общем случае можно выделить три класса плотностной неоднородности<sup>1</sup>: 1) вертикальный градиент положительный; 2) вертикальный градиент отрицательный; 3) наличие горизонтального градиента. Следова-

<sup>1</sup> Вертикальная ось направлена вниз.

тельно, первый класс плотностной неоднородности характеризует собой устойчивое состояние системы, т. е. движения в ней могут быть обусловлены лишь внешними силами<sup>1</sup>.

Существенный интерес представляет собой исследование двух других классов плотностных неоднородностей, поскольку каждый из них определяет неустойчивость системы, что при соответствующих условиях приводит к тектоническим движениям. Таким условием в первую очередь является соотношение размеров плотностной неоднородности и реологических параметров системы (длительная прочность, коэффициент вязкости  $\eta$  и др.). Анализ имеющихся данных показывает, что эффективная вязкость литосферы изменяется в широких пределах — от  $10^{14}$  до  $10^{25}$  пз и в среднем близка к  $10^{22}$ — $10^{23}$  пз; весьма вероятно, что с глубиной она уменьшается до  $10^{21}$  пз. Вязкость астеносферы  $10^{20}$ — $10^{21}$  пз (далее будем принимать ее примерно равной  $5 \cdot 10^{20}$  пз). Можно предполагать, что в пределах астеносферного слоя существуют области, где вязкость достигает  $10^{19}$  пз. Насколько можно судить по имеющимся весьма скудным данным, динамический коэффициент вязкости слоя «С», находящегося под астеносферой, равен примерно  $10^{26}$  пз. Не исключена возможность, что эта величина несколько завышена, но во всяком случае вязкость слоя «С» больше вязкости астеносферы на 2—3 порядка.

Наиболее крупными системами верхней мантии можно считать литосферу (которая включает земную кору и верхнюю часть мантии до глубины 20—80 км под океанами и до 60—150 км под континентами), астеносферу и слой «С». Переход между этими слоями достаточно постепенный.

Представляется практически невероятным существование в настоящее время отрицательного вертикального градиента плотности в астеносфере. К этому приводит следующее простое рассуждение. Упрощенно можно представить, что конвективно неустойчивая система, состоящая из вышележащей более плотной литосферы и нижележащей легкой астеносферы, является аналогом системы из надсолевой толщи и соли. При отношении их вязкостей  $\eta_1/\eta_2 \approx 100$ — $1000$  и характерной толще слоя примерно 50—200 км инверсия плотностей была бы полностью завершена за период не более 100 млн. лет. Такая глобальная перестройка системы неизбежно вызвала бы разломы земной коры по ячеистой структуре и последующее погружение тяжелой литосферы. На всех современных материках ячеистая структура систем разломов и аномальных тепловых потоков не установлена; кроме того, известно, что земная кора на большей части площади материков существует много сотен миллионов лет.

В самой астеносфере могут создаваться условия для возникновения менее плотной прослойки. Например, при фазовых перехо-

<sup>1</sup> Будем предполагать, что термические условия определяют характер реологических параметров системы.

дах плотность вещества может изменяться на десятки процентов. Длительное существование такой прослойки маловероятно: при незначительном отклонении от положения равновесия менее плотное вещество прослойки (линзы) начнет вытягиваться вверх, образуя «каплю» или серию «капель».

В пограничной области астеносферы и мезосферы термодинамические условия благоприятны для фазового перехода вещества. Представляется теоретически вероятным, что именно в зоне контакта этих оболочек возможно появление более легкого по сравнению с материалом астеносферы вещества, которое накапливается у ее подошвы. В таких случаях создается типичное условие конвективной неустойчивости, когда мощный более тяжелый слой находится над легким слоем относительно небольшой толщины. Большая толщина более легкого слоя увеличивает инкремент развития неустойчивости, т. е. сколько-нибудь длительное существование у подошвы астеносферы легкого материала мощностью в десятки километров невозможно. Вероятнее всего, толщина легкого слоя должна быть порядка первых километров.

Как следует из расчетов (см. рис. 27), инкремент развития неустойчивости при соотношении  $h \gg H$  (соответственно мощности тяжелого и легкого слоев) сравнительно невелик, и при средней вязкости астеносферы  $\eta \sim 10^{20}$  пз такая неустойчивость может существовать в течение сотен миллионов лет<sup>1</sup>. Инверсия плотностей будет развиваться по ячеистой структуре. Легкий материал, поднимаясь вверх, образует капли, радиус которых зависит от мощности менее плотного слоя. Учитывая, что  $\lambda_{\max} \approx nH$ , где  $n$  — порядка нескольких единиц, радиус  $R$  образующейся капли можно оценить по формуле

$$R \ll \sqrt[3]{\frac{3n^2}{4\pi} H}. \quad (\text{V.28})$$

При толщине легкого слоя  $H \approx 5$  км радиус капли может достигать 10 км. Скорость  $v$  подъема «капли» легкого вещества в вязкой среде оценивается по формуле

$$v = \frac{2\Delta\rho g R^2}{g\eta}. \quad (\text{V.29})$$

Для того чтобы «капля» прошла через астеносферу толщиной  $H \approx 100$  км за время  $t$ , она должна иметь радиус

$$R = \sqrt{\frac{g\eta H}{2\Delta\rho g t}}. \quad (\text{V.30})$$

Задаваясь значительной разностью плотностей —  $\Delta\rho = 0,2$  г/см<sup>3</sup>, и средней вязкостью астеносферы  $\eta = 10^{20}$  пз, получим, что для времени прохождения астеносферы в один миллион лет (скорость

<sup>1</sup> Гравитационный эффект такого слоя может выразиться зональными аномалиями амплитудой в первые десятки миллигал.

подъема 10 см/год) «капля» должна иметь радиус около 10 км. Более мелкие «капли» будут подниматься значительно медленнее, и при радиусе до 1 км они практически не смогут проходить через астеносферу. Оценим теплопотерю более легкой и горячей массы радиуса  $R$  по мере прохождения ее через слой астеносферы. Пусть  $T_1$  — средняя температура астеносферы,  $T_2$  — температура поднимающегося материала. Разность температур  $T = T_2 - T_1$  удовлетворяет уравнению теплопроводности со сферической симметрией:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (\text{V.31})$$

где  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности;  $r$  — текущий радиус<sup>1</sup>. Задавая граничным и начальным условиями

$$T(t, R) = 0; \quad T(0, r) = T_0, \quad (\text{V.32})$$

получим решение уравнения (V.31) в виде

$$T(r, t) = -\frac{2T_0R}{\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} e^{-\kappa \left( \frac{\pi n}{R} \right)^2 t} \sin \frac{\pi n r}{R}. \quad (\text{V.33})$$

Для приближенных оценок можно ограничиться лишь первым членом суммы

$$T(r, t) \sim \frac{2T_0R}{\pi r} e^{-\kappa \left( \frac{\pi}{R} \right)^2 t} \sin \frac{\pi r}{R}. \quad (\text{V.34})$$

Подставляя в выражение (V.34) значения  $\kappa = 0,01$  и  $R = 10^6$  см, получаем, что за время подъема  $t = 10^6$  лет  $= 3 \cdot 10^{13}$  сек разность температур легкого и тяжелого материалов уменьшится примерно в 10 раз. Из формулы (V.34) видно, что более легкие капли будут остывать гораздо быстрее. Более крупные объемы легкого материала должны подниматься за менее длительный период времени, и тогда они существенно меньше «растеряют» температуру. Однако «капли» радиусом десятки километров уже сравнимы с толщиной астеносферного слоя, и в этом случае уместнее говорить о потоке легкого вещества через астеносферу<sup>2</sup>.

Устойчиво поднимающаяся капля не оказывает сколько-нибудь заметного воздействия на литосферу до того времени, пока расстояние между ними не будет значительно меньше ее радиуса. При контакте литосферы с менее плотным веществом капли последнюю можно рассматривать как нижнюю часть литосферы, в которой заключен источник возмущения. В этом случае легкий

<sup>1</sup> Здесь не учитывается потеря тепла за счет конвекции.

<sup>2</sup> В процессе подъема в легком материале возможен фазовый переход, который идет с поглощением тепла; данный процесс приведет к еще более быстрому выравниванию температуры легкой «капли» и окружающей среды.

материал, вошедший в контакт с литосферой, можно считать локальным разуплотнением у ее подошвы. Исходя из размеров капли, можно оценить порядок напряжений, создаваемых ею в литосфере. Приблизительно считая, что первоначальное выталкивающее напряжение  $\sigma_{zz}$ , когда капля не успела растечься, сосредоточено на площади радиусом  $R \approx 10$  км, получаем, что напряжение на разрыв  $\sigma_{xx}$  в литосфере мощностью примерно 100 км может достигать лишь 10—15 кГ/см<sup>2</sup>.

Известно, что литосфера разбита на блоки, границами которых являются глубинные разломы. Статистически более вероятно, что характерные размеры таких блоков не меньше мощности литосферы. Величина подъема такого блока под воздействием на него выталкивающей силы легкого материала при мощности литосферы примерно 100 км,  $\Delta\rho \approx 0,2$  г/см<sup>3</sup> и  $R \approx 10$  км составляет всего лишь первые десятки метров.

По гипотезе В. В. Белоусова (1968) в основе образования и развития областей современной тектонической активности лежит конвективная неустойчивость астеносферного слоя. Такому предположению противоречит то обстоятельство, что инверсия плотностей развивается по полигонально-ячеистой структуре в плане, тогда как области современной тектонической активности развиваются линейно. Кроме того, как отмечалось ранее, глобальная конвективная неустойчивость в пределах астеносферы крайне маловероятна, а серия капель, порожденная слоем легкого материала небольшой толщины у подошвы астеносферы, как показано выше, не дает желаемого эффекта тектонической активности как по величине подъема поверхности литосферы, так и по тепловому потоку.

Вообще говоря, подъем через астеносферу более легкого и нагретого вещества не является невероятным: само существование областей тектонической активности в определенной мере указывает на это. Однако в силу рассмотренных выше причин и с учетом линейности и протяженности тектонически активных областей на поверхности нашей планеты более приемлемо предположение о выходе из недр Земли легкого и разогретого материала по ослабленным зонам в верхней мантии.

Как уже отмечалось, градиент плотности в астеносферном слое мантии может иметь произвольное направление, в том числе и горизонтальное. Вкрапление любой ограниченной неоднородности уже само по себе означает наличие горизонтального градиента. При условии локальной неоднородности такой градиент приводит к образованию характерной формы «капли» и ее подъему или опусканию в зависимости от знака  $\Delta\rho$ .

В случае вертикального контакта двух сред с различной плотностью, т. е. при наличии границы между двумя типами вещества, такая плотностная неоднородность приводит к горизонтальной конвективной неустойчивости. В процессе выравнивания происходит перераспределение вещества таким образом, что более плотное

вблизи раздела подтекает под менее плотное, тогда как более легкое поднимается и натекает на тяжелое. В результате происходит выволаживание границы, т. е. ее заваливание в сторону более плотного вещества.

Протяженность зон современной тектонической активности, соизмеримая с диаметром Земли, позволяет считать, что термодинамические процессы, отражение которых мы видим на поверхности, имеют место во всей толще нашей планеты, вплоть до ядра. Наиболее резко выраженной плотностной границей является раздел нижней мантии — ядро. Можно предполагать, что вблизи его раздела в нижней мантии существует более легкий слой из «шлаков», который и приводит к развитию инверсии плотностей. Этот процесс происходит одновременно с химической переработкой вещества по мере его подъема в мантии Земли. Для объяснения характерных особенностей этого явления необходимо более подробно остановиться на глубинном строении и динамике зон тектонической активности.

## VI. ЗОНЫ ПЕРЕХОДА ОТ КОНТИНЕНТОВ К ОКЕАНАМ

Анализ глубинной структуры и динамики коры, а также верхней мантии Земли в областях перехода от материков к океанам является частью общей крупной проблемы природы переходных зон. Принципиальное различие структуры коры континентов и океанов достаточно полно определено. По мере расширения наших знаний о глубинном строении Земли появляются новые факты, подчеркивающие это различие. Имеющиеся сведения указывают на существенно разное строение верхней мантии под континентами и океанами. Одним из характерных примеров является разница глубин залегания верхней и нижней границ волновода Гутенберга, который, как теперь можно считать, представляет собой также и астеносферный слой.

Наиболее яркий признак зоны перехода от континентального типа коры к океаническому — рельеф поверхности земной коры. По характеру этого рельефа обычно выделяют следующие два основных типа переходных зон.

1. Континентальный и океанический участки коры, разделенные участком постепенного перехода. Такой тип рельефа присущ в основном переходной зоне от материков к Атлантическому, Индийскому и Северному Ледовитому океанам; он получил название — атлантический.

2. Континент и океан, разделенные грядой и желобом, которые являются сопряженными между собой геоморфологическими структурами. При этом гряда может быть развита на континентальной коре и на коре океанического или субокеанического типа; в последнем случае между грядой и материком имеется еще внутренний бассейн с субокеанической корой. Этот тип переходной

зоны характерен для обрамления Тихого океана и его обычно называют тихоокеанским.

Указанная классификация переходных зон была предложена еще Зюссом и до настоящего времени не только не утратила своего принципиального значения, но и получает все большее развитие по мере накопления геологических и геофизических данных.

### ЗОНЫ АТЛАНТИЧЕСКОГО (ПАССИВНОГО) ТИПА

Граница между материками разделяет два типа земной коры — континентальный и океанический, лежащие на разных уровнях. Континентальная кора мощностью примерно 35—40 км несколько возвышается над поверхностью океана, тогда как поверхность океанической коры расположена на глубине 4—5 км. Между океанической и континентальной областями находится переходная зона, ширина которой колеблется от нескольких десятков до сотен километров (средняя ширина 50 км). В рельефе дна эта зона выражена в виде материкового склона.

Одной из наиболее характерных черт структуры литосферы в переходных зонах атлантического типа является очень малый наклон ее верхней границы. Генерализованный (осредненный) рельеф дна в зоне перехода от континентов к Атлантическому, Северному Ледовитому и Индийскому океанам имеет очень небольшие углы наклона (от нескольких минут до 1—2°); при этом характер и крутизна склонов с каждой стороны обрамления Атлантической впадины в статистическом варианте подобны (см. рис. 12). Кроме того, рельеф поверхности литосферы имеет достаточно отчетливый ступенеобразный характер, который обусловлен серией разломов, протягивающихся субпараллельно краю континентальной коры на сотни, а иногда даже тысячи километров. Ступени являются закономерными для шельфа и прибрежных областей континента, но наибольшая раздробленность коры (и, как результат, наибольшая изрезанность рельефа) наблюдается вблизи середины переходной зоны в интервале глубин от 1,7 до 2,5 км.

По сейсмическим данным, именно в районе батиметрических отметок 1,7—2,5 км происходит резкий изгиб границ осадочных слоев или даже потеря корреляции и выклинивание слоев в осадочной толще коры. Мощность меловых и более молодых осадков, как правило, закономерно уменьшается от края континентальной коры по направлению к внутренним областям. «Гранитный» слой коры уменьшается по мощности от внутренних областей материка по направлению к океанической впадине; в плане выклинивание имеет место обычно там же, где наблюдается наибольшая крутизна и раздробленность рельефа континентального склона, т. е. вблизи поверхности «свободной» мантии. При этом глубина выклинивания «гранитного» слоя примерно 5—8 км.

Картина аномального магнитного поля резко меняется при переходе от континента к океану. На континенте, вплоть до склона, сохраняется «мозаика» поля  $\Delta T_n$ , характерная для материков; в пределах океанических котловин наблюдается линейное простирание аномальных зон, субпараллельное рифтовой впадине. В переходной зоне характер поля  $\Delta T_a$  напоминает суперпозицию этих региональных картин. В районах, где проводятся достаточно детальные геомагнитные исследования, приблизительно в центральной части переходной зоны вдоль ее простиранья протягивается полоса положительных магнитных аномалий, которая интерпретируется как поле от сравнительно тонкой вертикальной пластины с глубоким (до 30 км) залеганием нижней кромки. Аномальное магнитное тело такого типа обычно обусловлено ультраосновными породами, образовавшимися в результате внедрения в кору магмы по глубинному разлому.

Зона континентального склона является не только границей двух существенно различных аномальных магнитных областей, но и пограничной областью в структуре осадочных толщ. Если со стороны континента меловые и кайнозойские осадочные отложения расположены, как правило, с небольшим наклоном и увеличением мощности в сторону впадины, то в пределах континентального подножия они заполняют впадину поверхности кристаллических пород.

Данные глубинного сейсмического зондирования свидетельствуют, что в переходной зоне генерализованный рельеф поверхности коры в первом приближении представляет собой зеркальное отражение (с некоторым коэффициентом) границы Мохоровичича относительно поверхности «свободной» мантии. Иными словами, сейсмические исследования показывают, что в переходной зоне атлантического типа земная кора погружена в мантию так, что выполняется условие вертикальной уравниваемости. Этот вывод подтверждается имеющимися гравиметрическими данными, которые свидетельствуют о достаточно полной изостазии коры переходных зон атлантического типа.

Одновременный анализ материалов гравиметрических и глубинных сейсмических исследований позволяет предположить, что на глубине от 40 до 100 км плотность верхней мантии под континентом на  $0,1 \text{ г/см}^3$  выше ее плотности на тех же глубинах под типичной океанической впадиной (Worzel, 1965). О большом различии магнитных свойств мантии на этих глубинах свидетельствуют результаты определения глубин залегания нижних кромок магнитных тел: под континентом они расположены приблизительно вдвое глубже, чем под океанической впадиной (Гайнанов, Корякин, 1967). Существенно различна до глубины примерно 100 км и температура верхней мантии: под континентом она ниже, чем под океаном (Магницкий, 1965). Хотя результаты сейсмических исследований волновода Гутенберга в пределах атлантической переходной зоны неизвестны, приведенные выше данные позво-

ляют предполагать, что кровля астеносферы под типичной океанической котловиной располагается на несколько десятков (до 50) километров ближе к поверхности, чем под континентальной платформой.

Судя по геологическому строению окраины континентов, впадина Атлантического океана несогласно паложена на докембрийские структуры, и палеозойские отложения не несут каких-либо признаков существования морского бассейна. В геологической структуре атлантического обрамления с начала мезозоя, т. е. приблизительно 200 млн. лет назад, начинают проявляться признаки влияния океанической котловины. Именно здесь происходило накопление осадочных толщ. Мощность их закономерно увеличивается от береговых районов к континентальному склону, что свидетельствует о постепенном опускании поверхности кристаллических пород земной коры в переходной зоне на участке от края современной суши до центра материкового склона. Как следует из геологической структуры обрамления, океаническая впадина начала образовываться около 200 млн. лет назад, тогда как континентальный склон, по виду близкий к современному, сформировался лишь в позднем мелу, т. е. около 100 млн. лет назад. С этого времени на опущенных участках шельфа, превратившихся в подводные краевые плато, изменился режим осадконакопления с мелководного на глубоководный: осадки стали накапливаться значительно медленнее и уже не компенсировали прогибание земной коры (Белуосов, 1968).

Не рассматривая гипотезу возможного образования впадины Атлантического океана и других подобных ей океанических впадин, отметим, что само заложение впадины, по-видимому, связано с разломом континентальной литосферы. Постулируемые каждой из основных геотектонических гипотез различия формирования такого разлома с позиций механики сводятся к преобладающему воздействию на литосферу горизонтальных или вертикальных компонент возмущающих напряжений. Однако в любом случае глубинные процессы, связанные с образованием океанической впадины на месте континентальной коры, должны были привести к возникновению разрывных напряжений в материковой литосфере.

Известно, что при растяжении или изгибе пластичной пластины в ней возникают зоны максимальных напряжений, расположенные под углом примерно  $45^\circ$  к оси пластины. Именно по этим плоскостям образуется шейка разрыва в случае растяжения или скол в случае изгиба. Таким образом, механизм любой из гипотез образования океана на месте континентальной коры неизбежно приводит к первоначально крутому (до нескольких десятков градусов) краю материка.

Процесс развития зоны перехода атлантического типа весьма длителен. Его продолжительность близка к возрасту океана, т. е. примерно  $10^8$  лет. Безусловно, что за такое время деформация ползучести в поле силы тяжести приводит к необратимым измене-

ниями. При отсутствии иных, более мощных по энергии тектонических движений такая деформация может играть главную роль в формировании зоны перехода. Принимая схему изостатического плавления коры в мантии, можно отметить следующее: поскольку земная кора в изученных районах переходной зоны пассивного типа Арктики и Атлантики регионально компенсирована, то генерализованный рельеф представляет собой зеркальное отражение поверхности Мохоровичича относительно уровня «свободной мантии» (субстрата, на котором плавает кора) с некоторым коэффициентом. Разумеется, переход от коры к субстрату не выражен очень резко: наблюдается постепенное (может быть, в пределах нескольких десятков километров) изменение реологических свойств. Однако при моделировании будем принимать, что эта граница достаточно четкая, т. е. слой земной коры определенной мощности плавает на более тяжелом субстрате.

Обычно при сейсмических исследованиях в коре и литосферном слое мантии выделяется много границ и неоднородностей. Для упрощения задачи отвлечемся от возможного существования таких неоднородностей (в частности, в самой коре, «гранитном» и «базальтовом» слоях), считая, что граница между земной корой и субстратом разделяет два разнородных по своим свойствам материала. Такие упрощения представляются правомерными: ведь нас интересует чисто механическое выравнивание, без физико-химических переходов, процессов диффузии и без изменения условий термодинамики. Последние, если и учитываются, то лишь косвенно, при характеристике эффективной вязкости коры и верхней мантии Земли.

Когда в течение длительного времени напряжения меняются незначительно, а сами деформации медленны, процессы ползучести в первом приближении можно характеризовать законом вязкого течения ньютоновой жидкости. Разумеется, коэффициент эффективной вязкости горных пород зависит от напряжения сдвига, причем связан с ним степенной зависимостью: чем сильнее сжимать такой образец, тем быстрее он потечет, т. е. тем меньше его вязкость. Однако, учитывая опять-таки большой период и медленность изучаемого явления, можно брать «среднюю» эффективную вязкость, характерную для данного диапазона скоростей и масштабов.

При определении характера расползания земной коры в зоне перехода от континента к океану следует учитывать, что повышение температуры с глубиной создает более благоприятные условия для появления деформаций под действием давления. Самые верхи земной коры более жестки и хрупки даже при весьма медленных движениях: для горизонтального перемещения вещества вблизи поверхности земной коры нужны значительные усилия, тогда как вертикальным движениям кора поддается легче. Следовательно, можно полагать, что горизонтально перемещаются в основном нижние части коры под действием сил выталкивания более тяже-

лого субстрата, тогда как верхняя ее граница подвергается вертикальным перемещениям.

Учитывая сказанное ранее, будем моделировать процесс формирования материкового склона растеканием слоя вязкой жидкости, помещенного в более тяжелый субстрат (рис. 32). Поскольку в пределах континентального шельфа и нормального ложа океана толщина земной коры каждого из ее типов меняется незначительно, то с учетом больших горизонтальных размеров континентов и океанов положим, что по обе

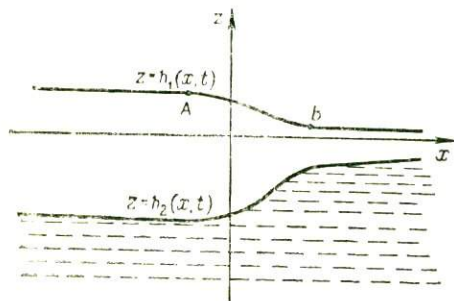


Рис. 32. Вязкий слой на идеальном субстрате.  $z = h_1(x, t)$ ,  $z = h_2(x, t)$  — соответственно верхняя и нижняя границы слоя.

стороны от зоны перехода мощность слоя остается постоянной, т. е. границы его при достаточном удалении от точек *A* и *B* на рис. 32 горизонтальны. Такой подход позволяет акцентировать внимание именно на динамике самой зоны перехода, что и представляет собой цель исследования. Будем полагать при решении задачи, что слой бесконечен по простиранию.

В определении граничных условий задачи, кроме особен-

ностей перемещения, о которых говорилось выше, необходимо принимать во внимание характер распределения вязкости тектоносферы по глубине. Так как вязкость коры выше вязкости нижележащей мантии, можно с определенным приближением считать для модели, что слой более легкой вязкой жидкости плавает на более тяжелой идеальной жидкости. В этой постановке учитывается, что основную роль в динамике играют перемещения в вязком слое, тогда как нижележащий субстрат настолько подвижен, что успевает за всеми изменениями в вязкой оболочке. Поскольку горизонтальные размеры изучаемого явления велики по сравнению с вертикальными, то при решении соответствующей задачи можно ограничиться рассмотрением двумерного варианта.

Итак, для рассмотрения возможной динамики коры в области перехода от континентов к океану принята следующая модель: слой жидкости бесконечного горизонтального простирания и конечной мощности с вязкостью  $\eta$  и плотностью  $\rho_1$  плавает на более тяжелом идеальном субстрате плотностью  $\rho_2$  (см. рис. 32). Так называемая переходная зона заключена между точками *A* и *B*; в этой зоне в основном имеет место динамика слоя, поскольку его мощность здесь существенно меняется. Требуется определить формы верхней и нижней границ слоя как функции от координат и времени.

Для случая плоского течения система уравнений Навье — Стокса имеет вид

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) = 0, \\
 & -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta \left( \frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) - \rho_1 g = 0, \quad \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0,
 \end{aligned}
 \tag{VI.1}$$

где  $p$  — давление;  $v_x$ ,  $v_z$  — горизонтальная и вертикальная скорости.

Будем полагать, что ось  $z$  направлена вверх, а ось  $x$  — по невозмущенной поверхности идеального субстрата (см. рис. 32).

Уравнение для формы верхней границы вязкого слоя с учетом граничных условий и начальных условий задачи после некоторых упрощений в безразмерных переменных имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{1}{3} \left( \frac{x}{x-1} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \beta} \left( u^3 \frac{\partial u}{\partial \beta} \right),
 \tag{VI.2}$$

где

$$u = \frac{h_1}{h^{(-\infty)}}, \quad \tau = \frac{t \rho_1 g h^{(-\infty)}}{\eta}, \quad \beta = \frac{x}{h^{(-\infty)}},$$

$x = \frac{\rho_2}{\rho_1} > 1$ ,  $h^{(-\infty)} = h$  при  $x \rightarrow -\infty$  — толщина континентальной коры,  $h_1$  — ее превышение над уровнем субстрата.

Уравнение (VI.2) вместе с заданием верхней границы  $u$  в начальный момент времени

$$u(\beta, 0) = u_0(\beta)
 \tag{VI.3}$$

представляет собой задачу Коши для нелинейного уравнения теплопроводности. Анализ и численные расчеты при задании начальной формы границы в виде

$$u_0(\beta) = \frac{5}{6} \pi - \text{arc tg } \beta
 \tag{VI.4}$$

приводят к следующему результату: с увеличением безразмерного параметра времени  $\tau$  кривая  $u(\beta, \tau)$  становится более полой, т. е. первоначальная неравномерность мощности слоя постепенно шивелируется (рис. 33).

Как видно из сравнения результатов решения задачи с геолого-геофизическими данными о структуре переходной зоны пассивного типа, процесс выравнивания мощности земной коры вследствие ползучести может явиться главным фактором, обуславливающим формирование контакта континентов и океана (см. рис. 12). Такое моделирование объясняет многие основные черты строения переходных зон атлантического типа.

Заданный первоначальный крутой склон переходной зоны постепенно выполаживается, а значит, как следует из выражений для скоростей  $v_x$  и  $v_z$ , замедляется и сам процесс выравнивания мощности слоя (см. рис. 33). В области изменения мощности

вязкого слоя наблюдается «нейтральная зона», где граница жидкости не испытывает существенных вертикальных перемещений, поскольку по обе стороны от нее находятся опускающаяся и поднимающаяся части поверхности. В этой зоне имеет место перемена знака вертикального смещения границы.

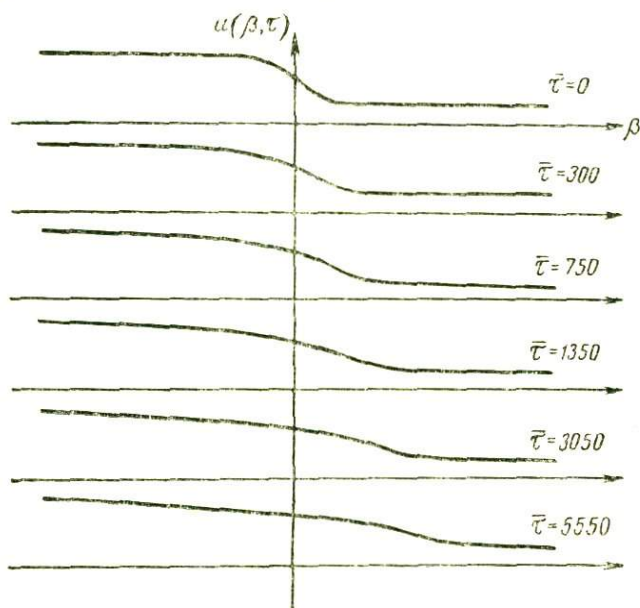


Рис. 33. Изменение формы верхней границы вязкого слоя, плавающего в более тяжелой идеальной жидкости (результат расчета).

$\bar{\tau}$  — число шагов по параметру времени  $\tau$ .

Интересно отметить следующий факт: касательное напряжение с точностью до членов первого порядка малости равно  $\eta \frac{\partial v_x}{\partial z}$ , причем на верхней границе слоя выражение для него имеет вид

$$\rho_{xz} = \rho_1 g \frac{\partial h_1}{\partial x} (h_1 - h_2), \quad (\text{VI.5})$$

а там, где величина  $\left| \frac{\partial h_1}{\partial x} \right|$  достаточно велика, касательные напряжения, действующие на поверхностный жесткий слой, могут достигать больших значений. Этот результат хорошо согласуется с данными наблюдений, поскольку в средней части переходных зон пассивного типа, которые, как можно полагать, в ранние периоды своего развития имели крутые наклоны, раздробленность и изрезанность рельефа наибольшие.

Как отмечают многие исследователи, в переходной зоне атлантического типа имеется последовательность сколов, каждый из которых протягивается субпараллельно береговой линии; максимум дробления установлен на границе склона и подножия (глубина 1500—2000 м). Процесс расползания края континентальной коры наиболее естественно объясняет наличие сколов, простирающихся в пределах шельфа и склона параллельно генерализованному направлению береговой линии.

В действительности перемещения земной коры отличаются от движения вязкой жидкости; наличие предела прочности ведет к образованию трещин и разломов в зонах больших напряжений. Поскольку в «нейтральной зоне» в случае расползания края континента происходит смена знаков вертикальных движений, а следовательно, и напряжений, то в ее пределах и должно проявляться максимальное дробление.

Амплитуда и характерные размеры раздробленных блоков существенным образом зависят от реологических свойств коры. В случае, если на процесс расползания не накладываются другие более энергоемкие процессы, то шельф и континентальный склон испытывают нисходящее движение, в то время как континентальное подножие — восходящее. При этом выравнивание мощности земной коры в переходной зоне должно существенно замедляться по мере того, как поверхность становится все более пологой. Горизонтальное выравнивание поверхности в поле силы тяжести, естественно, объясняет наблюдаемые сравнительно небольшие (1—3°) углы наклона континентального склона. При рассмотрении длительных крупномасштабных явлений необходимо учитывать процессы плотного выравнивания вещества в поле силы тяжести. В отдельных случаях они могут играть определяющую роль, быть главным фоном, на который накладываются другие, менее длительные сопутствующие явления. Именно такие сопутствующие явления характеризуют отличие реального процесса формирования переходной зоны пассивного типа от рассмотренной выше модели. Это и естественно, поскольку ни одна модель не в состоянии учесть многообразие второстепенных причин.

Следовательно, при сопоставлении результатов моделирования и эмпирических данных необходимо учитывать, что на пассивное плотностное выравнивание в переходных зонах атлантического типа накладывается ряд экзогенных и эндогенных процессов, усложняющих общую картину. К числу основных искажений прежде всего относится накопление осадков в пределах склона и особенно подножия; при мощности порядка первых километров они создают давление, достаточное для прогибания литосферы и оттока вещества астеносферы из-под прогиба. В силу своей длительности (2—4 км за  $10^7$ — $10^8$  лет) седиментация практически не вызывает нарушения изостазии в переходной зоне.

Неустойчивость материковых окраин зависит также от соотношения темпов эрозии и аккумуляции. Сравнительно быстрый

размыв материков может привести к уменьшению мощности континентальной коры, а в примыкающих районах впадин океанов — к накоплению осадков, увеличивающих мощность океанической коры и способствующих ее погружению (Менард, 1966).

Как известно, температурный градиент под континентами и океанами различен. Следствием этого могут явиться фазовые переходы на границе континентальной и океанической мантии; отсюда, в свою очередь, вытекает возможность существования крупных плотностных неоднородностей (Белоусов, 1968), а также процессов уплотнения и разуплотнения. Этим могут объясняться, в частности, засыпанные осадками желоба у подножия материковой окраины, которые никак не вытекают из модели пассивного расползания. По-видимому, в локальной зоне контакта двух типов мантии необходимо учитывать возможный термодинамический эффект, по крайней мере в мантийной области литосферы.

Длительная прочность горных пород даже на литосферных глубинах может играть существенную роль в замедлении расползания края континента и тем самым обусловить различие между реальной картиной и моделью. Более того, при достижении определенных критических углов наклона поверхности процесс может вообще остановиться, а не продолжаться до полного выравнивания границ, как это следует из рассмотренной вязкой модели. Существенное изменение реологических свойств литосферы с глубиной позволяет предполагать, что процесс преимущественно горизонтального перемещения вещества литосферы в переходных зонах имеет место главным образом в нижних слоях коры и в самых верхних слоях мантии. В верхних слоях коры происходит в основном блоковое движение по сколам, что и позволяет объяснить существование характерных ступеней в пределах шельфа и континентального склона, которые протягиваются параллельно береговой линии по обоим бортам впадины Атлантического океана на многие сотни километров.

Таким образом, имеющиеся данные о спокойных асейсмичных зонах атлантического типа в значительной мере укладываются в рассмотренную выше модель вязкого растекания. Следовательно, какова бы ни была причина образования тонкой океанической коры, современное строение пассивных зон перехода от материков к океанам в значительной степени определяется процессом расползания края материковой коры в поле силы тяжести.

## ТИХООКЕАНСКАЯ ПЕРЕХОДНАЯ ЗОНА

Одним из главных признаков тихоокеанской переходной зоны является характерный рельеф физической поверхности Земли. Контакт между континентом и океаном осуществляется или через красное море, островную гряду, глубоководный желоб и вал, что имеет место в пределах азиатско-австралийского борта тихоокеанской впадины, или через глубоководный желоб и вал; в по-

следнем случае на континенте обязательно существует поднятие, сопряженное с глубоководным желобом, которое является аналогом островной гряды. С морфологическими элементами тесно связан характер физических полей, который, как и рельеф физической поверхности Земли, определяется в таких зонах глубинными процессами и физическими свойствами мантии.

Одним из существенных показателей энергетики глубинных процессов является тепловой поток  $q$ , максимальный в пределах гряд и минимальный в желобах. Значительно повышен по сравнению с нормальным тепловой поток через дно изученных краевых морей. В аномальном магнитном поле, обусловленном магнитными неоднородностями коры и литосферной части верхней мантии, запечатлена история дизъюнктивной тектоники литосферы с момента ее образования. В пределах Южно-Курильской котловины Охотского моря и в Японском море аномалии имеют простирание, близкое простиранию Курильской дуги и хребтов возвышенности Ямато.

Весьма примечательно, что принципиальный характер поля  $\Delta T_a$  котловин упомянутых краевых морей по периоду чередования экстремумов, величине амплитуды и простиранию осей аномальных зон имеет очевидное сходство с полем  $\Delta T_a$ , которое наблюдается в северо-западной части Тихого океана, т. е. по другую сторону островной дуги. Этот факт позволяет не только рассматривать кору океана и котловины краевых морей как однотипные по магнитным свойствам, но и предполагать их генетическую общность (Исаев и др., 1968).

О структурных особенностях коры и верхних слоев мантии в тихоокеанской переходной зоне позволяют судить сейсмические данные. Мощность уплотненных осадков в глубоководных желобах, как правило, невелика и составляет в среднем сотни метров<sup>1</sup>.

Сейсмические разрезы земной коры глубоководных котловин краевых морей могут быть разделены на две группы. К первой группе относятся те, кора которых имеет однослойный осадочный чехол, ко второй — многослойный вулканогенно-осадочный чехол. Заслуживает внимания тот факт, что океаническая кора, расположенная с внешней стороны островных дуг, обычно имеет тот тип осадочного чехла, который характерен для коры глубоководной котловины соответствующего краевого моря. Наиболее наглядным примером является Алеутский регион, где Командорские острова разделяют кору с однослойным чехлом, а Алеутские — с двухслойным.

Различие между разрезами коры с внешней и внутренней сторон дуг в основном заключается в изменении мощности

---

<sup>1</sup> Известны участки желобов, где мощность уплотненных осадков свыше 1 км, но, как будет показано ниже, на большей части этих участков на островную дугу накладывается рифтогенез.

отдельных слоев коры. Наибольшее изменение мощности осадочного слоя имеет место в Южно-Курильской котловине Охотского моря, где толщина слоя осадков достигает 6—7 км, в то время как в примыкающем океане она составляет 1,5—2,0 км.

Скорость распространения сейсмических волн в «надбазальтовом» слое изменяется от 3,7 до 5,6 км/сек. В «базальтовом» слое сейсмические скорости изменяются в основном от 6,4 до 7,0 км/сек. Закон их распределения близок к нормальному, причём 70% составляют скорости 6,6—6,8 км/сек.

Корреляционной связи между глубиной залегания и мощностью отдельных слоев в пределах дуг не устанавливается. Скорости распространения продольных волн на границе Мохоровичича изменяются от 7,6 до 8,9 км/сек. При этом выделяются три основные моды: 8,1 км/сек — 53%, 7,8 км/сек — 23% и 8,9 км/сек — 8%; скорость 8,9 км/сек, по всей вероятности, является типичной для дуговых структур и характерна преимущественно для зон контакта желоба и передового вала. Поверхность Мохоровичича под различными островными дугами тихоокеанской переходной зоны расположена на различной глубине и имеет неодинаковую форму. При этом установлена общая закономерность: максимальная мощность коры не соответствует зоне наиболее возвышенного рельефа ее поверхности, а сдвинута от этой зоны в сторону желоба на первые десятки километров.

Намечается и вторая закономерность — развитие нормальной по мощности океанической коры под глубоководными желобами и передовыми океаническими валами, где, кроме того, установлены наибольшие изменения скорости распространения волн вдоль поверхности Мохоровичича.

Смещение компенсирующих корей под островными грядами дуг и под Андами, а также отсутствие изменения мощности земной коры под глубокими желобами свидетельствуют о значительном нарушении изостатического состояния ее в пределах обрамления Тихого океана. Весьма крупное отклонение изостазии земной коры, выражающееся в недокомпенсации масс рельефа в пределах гряд, перекомпенсации в желобах и недокомпенсации в пределах краевых валов, устанавливается по значительным изостатическим аномалиям — положительным над грядами и валами и отрицательным над желобами.

Данный факт находит свое выражение в существенном нарушении изобарии на фиксированной глубине вблизи нижней границы коры; при этом разница давлений под грядой и впадиной составляет  $(1-2) \cdot 10^3$  кг/см<sup>2</sup>, что свидетельствует о напряженном состоянии коры в пределах дуг и южноамериканского обрамления бассейна Тихого океана.

Ценную информацию о динамике коры и верхней мантии под островными дугами дает изучение сейсмической активности. Все очаги землетрясений группируются в виде сравнительно узкой полосы зоны Бенноффа с шириной до 100 км, а под желобом

Тонга — даже до 20 км, которая погружается в сторону континента до глубины 600—700 км под углом примерно  $45^\circ$ .

Очаги землетрясений неравномерно распределены по глубине. Как правило, имеется несколько интервалов с различным удельным количеством выделяемой сейсмической энергии. Например, под желобом Тонга в интервалах 140—200 км и 320—370 км очагов очень мало (рис. 34).

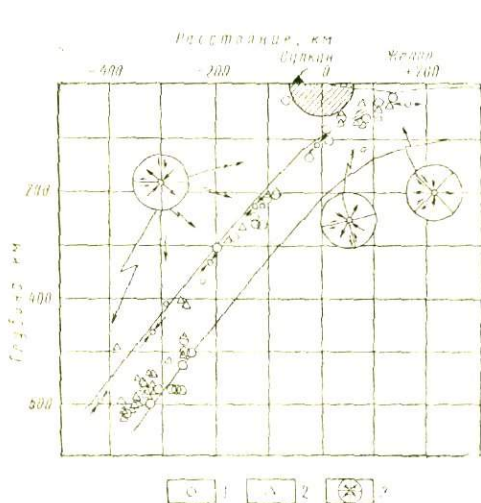


Рис. 34. Вертикальный разрез очагов землетрясений и напряжений, измеренных в 1965 г. в районе желоба Тонга (Isaacs и др., 1968).

1 — очаги на расстоянии 0—150 км к северу от разреза; 2 — очаги на расстоянии 0—150 км к югу от разреза; 3 — ориентировка осей напряжений в очаге. Величина фигуры пропорциональна энергии.

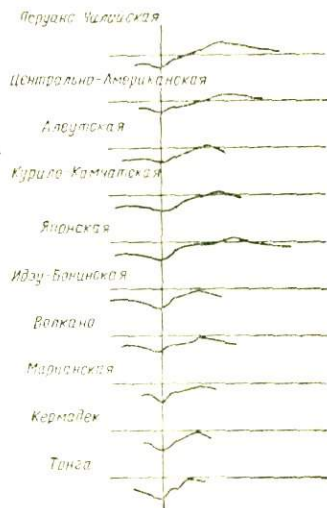


Рис. 35. Профили рельефа островных дуг (отношение вертикального масштаба к горизонтальному — 10:1).

Механизм деформации, с которым связано высвобождение сейсмической энергии в очагах землетрясений не определяется однозначно: получается несколько равновероятных состояний напряженности с различной ориентацией осей напряжений (см. рис. 34).

Таким образом, наиболее общими характерными признаками переходной зоны тихоокеанского типа являются следующие:

1. Хребет и глубокая впадина обязательно сопряжены между собой (рис. 35).

2. Если рассматривать литосферу как замкнутую систему, то неотектонические движения, обуславливающие характерный рельеф дуг, направлены вопреки стремлению литосферы к изостазии.

3. Изобария вблизи нижней границы литосферы при разнице давлений под хребтом и впадиной примерно  $10^3$  кг/см<sup>2</sup> отсут-

ствует, состояние литосферы — напряженное, о чем свидетельствует характерный изгиб поверхности «свободной» мантии.

4. Сейсмическая активность, приуроченная преимущественно к узкой зоне, падающей от дуги под континент, высокая (см. рис. 34).

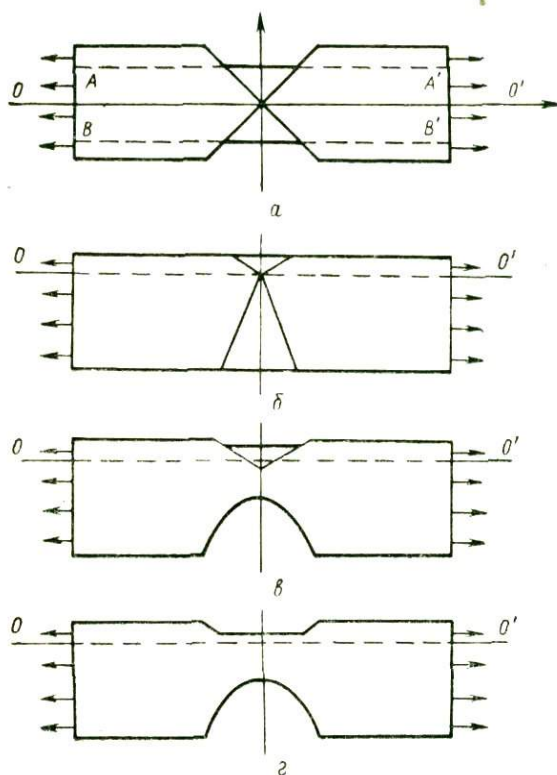


Рис. 36. Растяжение пластического бруса.

$a$  — растяжение,  $б, в, г$  — последовательные стадии растяжения плавающего бруса.

Эти факты должна объяснить любая гипотеза или теория механизма образования островных дуг.

Прежде чем переходить к рассмотрению гипотез, объясняющих механизм генезиса дуг, необходимо остановиться на вопросе о распределении сил, обуславливающих напряженное состояние литосферы.

В связи с тем, что нет единого мнения о механизме образования дуг, рассмотрим в теоретическом плане несколько вариантов приложения к литосфере возмущающих сил.

1. Пусть имеется некоторый пластический брус, вдоль которого действует растягивающая сила  $P$  (рис. 36,  $a$ ). Когда максимальное касательное напряжение превышает предел текучести, происходит процесс образования шейки — начало разрыва бруса. При

этом в сечении бруса образуются две зоны (Бриджмен, 1955); материал между линиями  $AA'$  и  $BB'$  находится в напряженном состоянии, остальная часть свободна от напряжений, пластическое течение имеет место лишь в области шейки. При простом растяжении область пластического течения имеет симметричную форму относительно оси  $OO'$ , которая не деформируется.

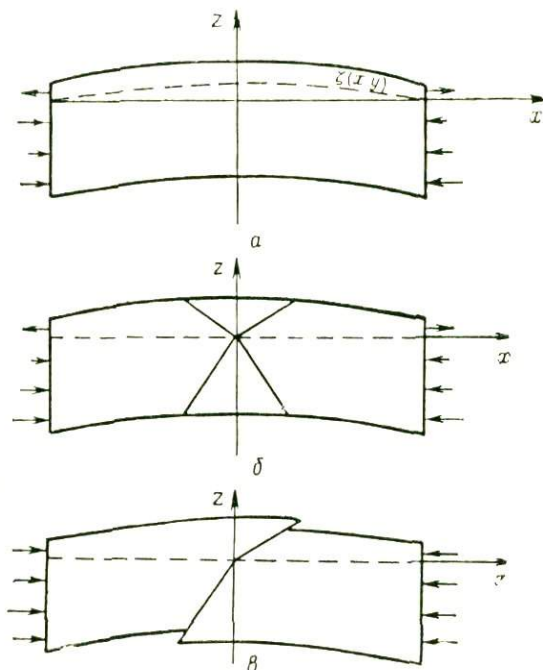


Рис. 37. Сжатие пластичной пластины.

$a$  — изгиб пластины;  $б$  — образование линий максимального напряжения;  $в$  — скол и надвиг.

Для случая «плавания» растягиваемого бруса в более тяжелой жидкости недеформируемая ось соответствует поверхности жидкости. Для земной коры, погруженной в мантию, такой поверхностью является уровень «свободной» мантии. Исходя из реологических свойств коры, вероятнее всего предположить, что растяжение вызовет наибольшие сколы выше поверхности «свободной» мантии (см. рис. 36, б, в, г). При этом плоскость скалывания должна иметь угол примерно  $15-30^\circ$ . По мере растяжения происходит погружение образовавшегося клина, что обуславливает образование рифта в структурном понимании этого слова.

II. Пусть на некоторую пластину (рис. 37, а, б) действует боковое давление, сжимающее ее вдоль горизонтальной оси  $x$ . Тогда пластина будет изгибаться таким образом, что относительно некоторой нейтральной поверхности тело будет испытывать с одной стороны сжатие, а с другой — растяжение.

Тогда, если  $z = \xi(x, y)$  — уравнение нейтральной поверхности, то компонента сжатия вдоль оси  $x$  (Ландау, Лифшиц, 1953)

$$\sigma_{xx} = \frac{E}{(1 + \sigma)(1 - \sigma)} \frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{E}{(1 + \sigma)(1 - \sigma)} z \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}, \quad (\text{VI.6})$$

где  $E$  — модуль Юнга;  $\sigma$  — коэффициент Пуассона;  $u_x$  — компонента деформации вдоль оси  $x$ . В среднем для земной коры  $E = 5 \cdot 10^5 - 10^6$   $\kappa\Gamma/\text{см}^2$ ,  $\sigma = 0,2 - 0,3$ . При толщине земной коры  $H \sim 3 \cdot 10^6$   $\text{см}$ , амплитуде  $h = 10^5$   $\text{см}$ , характерном размере в горизонтальном направлении  $L = 10^7$   $\text{см}$  получаем

$$\sigma_{xx} \sim \frac{EHh}{L^2} \sim 5 \cdot 10^3 \div 10^4 \kappa\Gamma/\text{см}^2. \quad (\text{VI.7})$$

При деформации, сопровождающейся изгибом пластины, появляется нормальное к поверхности  $\xi(x, y)$  напряжение  $\sigma_N \sim \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} H \sigma_{xx}$ . Так как это напряжение в случае изгиба вверх должно, как минимум, преодолевать собственный вес поднятия пластины, оценка необходимого порядка дает величину

$$\sigma_{xx} \sim \rho g \frac{L^2}{H^2} h \sim 10^5 \kappa\Gamma/\text{см}^2. \quad (\text{VI.8})$$

Так как даже условно-мгновенная прочность горных пород на скалывание не превышает  $10^3$   $\kappa\Gamma/\text{см}^2$ , то напряжение такого порядка вызовет скол по одной из осей наибольшего напряжения. Для изгиба вниз должна быть преодолена сила выталкивания с учетом плавания коры. Оценка, аналогичная формуле (VI.8), дает

$$\sigma_{xx} \sim \Delta \rho g \frac{L^2}{H^2} h \sim 10^4 \kappa\Gamma/\text{см}^2, \quad (\text{VI.9})$$

где  $\Delta \rho$  — разница плотностей; в этом случае напряжение вызовет скол (см. рис. 37, в).

III. Рассмотрим теперь случай, когда в упругом полупространстве действует сила, приложенная к внутренним его точкам. Как известно, если к внутренней точке  $(0, 0, -h)$  полупространства  $z \leq 0$  приложена сила  $F$ , действующая в вертикальном направлении, то для компоненты вертикального смещения имеем:

$$u_z = \frac{F}{4\pi\mu} \left[ \frac{x^2 + y^2 + 2h^2}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}} + \frac{\mu}{\lambda + \mu} \frac{1}{(x^2 + y^2 + h^2)^{1/2}} \right], \quad (\text{VI.10})$$

где  $\lambda, \mu$  — коэффициенты упругости Ляме.

Если к какой-либо области  $\Omega$  внутри полупространства  $z \leq 0$  приложена вертикально направленная сила, задаваемая функцией

$$F_1 = Ff(x, y, z), \quad (\text{VI.11})$$

то вертикальное смещение на свободной поверхности определится как

$$u_z = \frac{F}{4\pi\mu} \int_{\Omega} \int \int \left\{ \frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + 2z_1^2}{[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z_1^2]^{3/2}} + \right. \\ \left. + \frac{\mu}{\lambda + \mu} \frac{1}{[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z_1^2]^{1/2}} \right\} f(x_1, y_1, z_1) dx_1 dy_1 dz_1. \quad (VI.12)$$

Из выражения (VI.12) видно, что если  $f(x, y, z) \geq 0$  или  $f(x, y, z) \leq 0$ , то и  $u_z \geq 0$  или  $u_z \leq 0$  соответственно; т. е. когда сила, распределенная в области  $\Omega$ , направлена только вверх или только вниз, соответствующее возмущение на свободной поверхности будет представлять собой либо выпуклость, либо впадину. Форма этого возмущения зависит от области  $\Omega$  приложения внутренней силы, а также от распределения этой силы по формуле (VI.11).

Если мы имеем дело с приложением произвольно направленной силы  $\vec{F} = \{F_x, F_y, F_z\}$  к внутренней точке упругого полупространства  $(0, 0, -h)$ , то вертикальное смещение на свободной поверхности определяется формулой (VI.10), только вместо  $F$  надо подставить  $F_z$  — компоненту по вертикальной оси  $Oz$ . Отсюда ясно видно, что направление вертикального смещения  $u_z$  свободной поверхности определяется направлением вектора  $\vec{F}$  возмущающей внутренней силы и совпадает по знаку с его компонентой  $F_z$ . Таким образом, если у вектор-функции  $\vec{F} = \{F_x, F_y, F_z\}$ , определенной в области  $\Omega$  (вне этой области  $\vec{F} = 0$ ), вертикальная компонента  $F_z = Ff(x, y, z)$  одного знака, то, как следует из выражения (VI.12),  $u_z$  будет того же знака.

Следовательно, для того, чтобы сила, приложенная к внутренним точкам упругого полупространства, создала на свободной поверхности характерный рельеф «гряда—впадина», необходимо, как следует из выражения (VI.12), чтобы, во-первых, эта сила имела вертикальную компоненту и, во-вторых, чтобы в одной части области приложения компонента была положительной, а в другой — отрицательной. Иными словами, под грядой вертикальная составляющая возмущающей силы должна быть направлена вверх, под впадиной — вниз.

Для выяснения вопроса о силах, вызывающих на свободной поверхности заданный рельеф «гряда—впадина», рассмотрим несколько упрощенный вариант задачи. Пусть на некоторую область  $S$  в плоскости  $z = -h$  упругого полупространства действует вертикально направленная сила, распределенная по закону

$$F_1 = Ff(x, y), \quad z = -h.$$

Рассмотрим случай, когда область  $S$  представляет собой круг радиуса  $a$  в плоскости  $z = -h$ , а распределение силы в нем следующее:

$$F_1 = \begin{cases} F(y+a), & -\sqrt{a^2-x^2} \leq y < 0; \\ F(y-a), & 0 < y \leq \sqrt{a^2-x^2}, \end{cases} \quad (\text{VI.13})$$

т. е. на одной половине области сила направлена вверх, а на другой — вниз<sup>1</sup>. Тогда согласно выражению (VI.12) вертикальное смещение в полярных координатах запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} u_z = & \frac{F}{4\pi\mu} \left\{ \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^a \left[ \frac{r_1^2 + 2h^2}{(r_1^2 + h^2)^{3/2}} - \frac{\mu}{\lambda + \mu} \frac{1}{(r_1^2 + h^2)^{1/2}} \right] \times \right. \\ & \times r^2 dr - a \int_0^\pi d\theta \int_0^a \left[ \frac{r_1^2 + 2h^2}{(r_1^2 + h^2)^{3/2}} - \frac{\mu}{\lambda + \mu} \frac{1}{(r_1^2 + h^2)^{1/2}} \right] r dr + \\ & + \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^a \left[ \frac{r_1^2 + 2h^2}{(r_1^2 + h^2)^{3/2}} + \frac{\mu}{\lambda + \mu} \frac{1}{(r_1^2 + h^2)^{1/2}} \right] r^2 dr + \\ & \left. + a \int_\pi^{2\pi} d\theta \int_0^a \left[ \frac{r_1^2 + 2h^2}{(r_1^2 + h^2)^{3/2}} + \frac{\mu}{\lambda + \mu} \frac{1}{(r_1^2 + h^2)^{1/2}} \right] r dr, \right. \quad (\text{VI.14}) \end{aligned}$$

где  $r_1^2 = R^2 + r^2 - 2Rr \cos(\theta - \varphi)$  ( $r, \theta$  — полярные координаты интегрирования,  $R, \varphi$  — координаты точки на поверхности). В формуле (VI.14) внутренние интегралы берутся в квадратурах, т. е. выражение для  $u_z$  сводится к однократному интегралу.

Расчет по формуле (VI.14) производился для угла  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  (поскольку нас интересует главный профиль сечения) при нескольких значениях параметра  $\alpha = a/h$ : 0,5, 0,7, 1,0, 2,0.

Анализ и расчет по формуле (VI.14) для случая распределения возмущающей силы в зависимости от отношения  $\alpha = a/h$  ( $a$  — радиус площади действия внутренних сил) позволили установить соотношение между величинами  $u, a, F(x, y)$ , с одной стороны, и характерными параметрами «гряда — впадина», с другой. При этом значения  $\mu$  и  $\lambda$  приняты из таблиц распространения продольных и поперечных волн в коре и верхней мантии (Магницкий, 1965; Anderson, 1965). Полученные результаты (рис. 38) сви-

<sup>1</sup> Рассмотрение области возмущения в виде круга не меняет общности задачи, так как в случае произвольной ее формы она может быть аппроксимирована кругами.

детельствуют о том, что при характерном расстоянии между экстремумами рельефа гряды и впадины примерно 150 км наилучшее совпадение рассчитанной формы свободной поверхности с действительной имеет место при  $2 \gg a \gg 1$ . Таким образом,  $h$  лежит в пределах от 40—50 до 100 км, а характерный линейный размер полусечения площади приложения сил  $120 \gg a \gg 90$  км<sup>1</sup>.

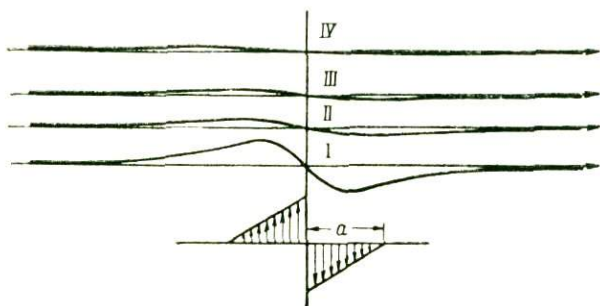


Рис. 38. Главный профиль  $\left(\varphi = \frac{\pi}{2}\right)$  возмущения свободной поверхности в зависимости от глубины приложения возмущающих сил. Внизу дана диаграмма распределения сил.

I —  $a=2$ ; 0, II —  $a=1$ ; 0, III —  $a=0,7$ ; IV —  $a=0,5$ .

Все вышезложенное позволяет установить, что антиизостатическое движение литосферы, приводящее к образованию характерного рельефа «гряда—впадина», обусловлено: а) действием сил, имеющих противоположные вертикальные компоненты (вверх — под грядой, вниз — под впадиной); б) действием значительных сжимающих напряжений в литосфере. В первом случае глубина области приложения сил, действующих на литосферу снизу, может варьировать от 30—40 до 200—250 км. Характерный размер полусечения этой области изменяется от 150—100 км при малых глубинах приложения возмущающих сил до первых десятков километров — при больших глубинах. Иными словами, область приложения возмущающих напряжений под островными дугами и зонами альпийской складчатости лежит в основном в пределах глубины астеносферы.

Оценим силы, способные обусловить отклонения изостазии подобные тем, которые имеют место в периферийной зоне Тихого океана. Резкий изгиб поверхности «свободной» мантии в районах островных дуг и молодых альпийских поднятий свидетельствует о напряженном состоянии вещества литосферы для больших интервалов времени  $10^2$ — $10^3$  лет, близком к статическому. Дей-

<sup>1</sup> В вязком варианте глубина приложения возмущающих сил должна иметь порядок первых десятков километров, а характерный линейный размер полусечения области их приложения  $a > 100$  км.

ствительно, в случае отсутствия напряжений даже при средней величине вязкости  $\eta$  астеносферы, равной примерно  $10^{22}$  лз (т. е. на два порядка выше нормальной), время релаксации возмущенной поверхности с характерным размером  $L \sim 10^3$  км имеет порядок всего около  $10^5$  лет, т. е. необходим процесс, поддерживающий возмущение длительное время — порядка  $10^7$  лет.

Процесс, обуславливающий возникновение столь больших возмущающих давлений, не ясен и требует специального рассмотрения. Возмущающие силы скорее всего являются следствием динамики перемещения вещества астеносферы и частично литосферы в противоположных направлениях по обе стороны от плоскости Бенноффа. Кроме того, следует учесть, что при противоположных движениях вдоль плоскости Бенноффа должна существовать «мертвая» зона, обусловленная наличием этой плоскости, т. е. зона, где движение пренебрежимо мало. Естественно считать, что ширина «мертвой» зоны определяется линейным размером ступени нулевого подъема, обычно существующей между дугой и желобом, величина которой, как правило, не превосходит нескольких километров.

Известная гипотеза Дж. Бернала объясняет происхождение дуг надвиганием пластов верхней мантии вследствие воздействия вековых конвективных ячеек нижней мантии. В свете имеющихся данных о вязкости слоя «С», близкой к  $10^{23}$ — $10^{26}$  лз (Mc Kenzie, 1966; Anderson, 1965), можно считать, что этот слой играет роль упруго-жесткой мембраны, передающей возмущения нижней мантии слою астеносферы. При условии существования под островными дугами и нижней мантией встречных потоков конвективных ячеек, как это полагает Бернал, часть слоя «С» должна проседать в зону разрежения, что должно привести к образованию впадины, которая заполняется веществом вышележащей астеносферы.

Однако, как будет показано далее, существование в неоднородной мантии тепловых конвективных ячеек маловероятно. Если плотность астеносферы под материком меньше плотности ее под океаном в среднем на  $0,1$  г/см<sup>3</sup>, то граница сред, обусловленная различием сил бокового давления с каждой стороны, переместится (рис. 39). При этом более легкая среда будет подниматься вверх, а более тяжелая — опускаться вниз под более легкую. В этом случае напряжение порядка  $10^3$  кг/см<sup>2</sup> может достигаться при толщине слоя астеносферы 200—300 км.

Эта гипотеза встречает и определенные трудности. В частности, для того, чтобы создать характерный рельеф «гряда—впадина», необходимы напряжения по крайней мере того же порядка, что и амплитуда аномальных давлений в литосфере островных дуг, т. е.  $10^3$  кг/см<sup>2</sup>. Результаты статистического анализа давлений в литосфере скорее свидетельствуют в пользу того, что под океаном и континентами на глубине 60 км соблюдается условие изобарии (при расчетах предполагалось, что плотность мантии под Тихим океаном на глубине от 20 до 60 км составляет  $3,32$  г/см<sup>3</sup>).

Если же факт изобарии имеет место в природе, то для объяснения существования компенсирующих масс на глубине до 60 км необходимо сделать маловероятное допущение о плотности мантии под Тихим океаном на глубине от 20 до 100 км примерно  $3,15 \text{ г/см}^3$ .

Учитывая реологические свойства вещества мантии, можно предполагать, что при указанном распределении плотностей плоскость Бенноффа должна быть вначале наклонена в сторону океана и лишь с глубины 100 км — под континент. Если допустить, что изобария достигается на глубине свыше 500—700 км, а компенсирующие массы лежат ниже активного слоя, принципиальные черты динамики мантии будут близки к механизму, предложенному в гипотезе Бернала. Как было показано (Ушаков, Красс, 1971), такой механизм не может привести к созданию характерных геосинклинальных структур.

Нескомпенсированный рельеф гряды и впадины островных дуг, как отмечалось выше, теоретически может быть обусловлен сжатием литосферного слоя в горизонтальном направлении. Однако при этом, как следует из формулы (VI.8), для создания вертикально направленных напряжений (вверх — под грядой, вниз — под впадиной) около  $1000 \text{ кг/см}^2$  необходимо, чтобы сжимающее усилие имело величину  $10^4$ — $10^5 \text{ кг/см}^2$ . Такие огромные напряжения, естественно, могут являться лишь результатом глобальных перемещений коры и верхней мантии, с существенным преобладанием горизонтального направления движения.

В свете этого интересно обратиться к разрабатываемой в последнее время гипотезе новой глобальной тектоники (Dietz, 1961; Hess, 1962; Elsasser, 1967; Le Pichon, 1968; Heirtzler, 1968; Isacks и др., 1968), согласно которой океаническая кора рождается в

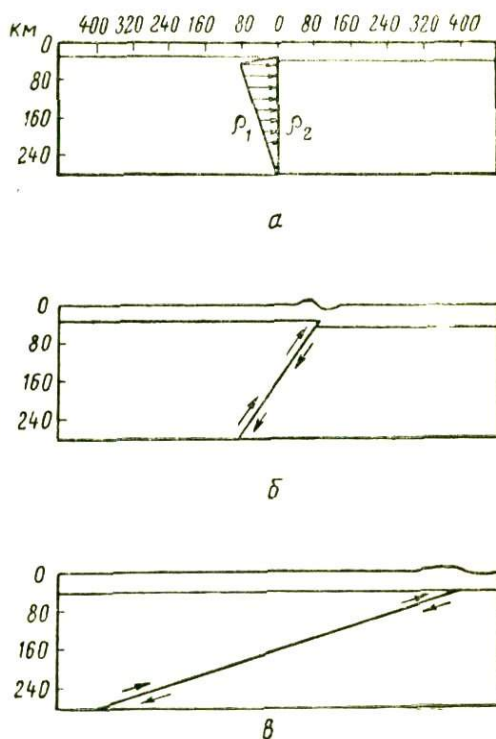


Рис. 39. Схема плотностного выравнивания в астеносфере, приводящего к образованию гряды и впадины.

а — диаграмма распределения сил на плотностной границе; б, в — выполаживание границы раздела.  $\rho_1 < \rho_2$ ;  $\Delta \rho = 0,05$ — $0,1 \text{ г/см}^3$ .

осевой части океанических рифтовых зон и, раздвигаясь в сторону, погружается в мантию под континент; при этом островные дуги являются своеобразными преемниками «старой» океанической литосферы, идущей на переработку в мантию (рис. 40). Эта гипотеза качественно объясняет многие существенные закономерности структурного плана поверхности нашей планеты и, в частности, факт длительного существования островных дуг, но ее авторы

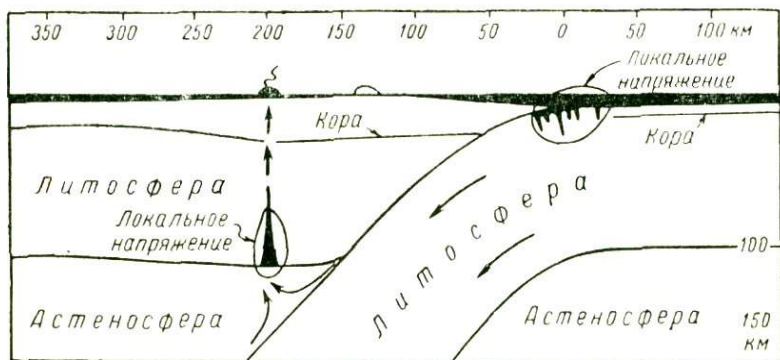


Рис. 40. Схема погружения океанической литосферы под островными дугами (Isacks и др., 1968).

не предлагают достаточно обоснованного механизма, который бы имел четкий физический смысл.

В данном разделе мы рассмотрим более подробно ту часть гипотезы, которая относится непосредственно к образованию и существованию островных дуг.

Существование под островными дугами зоны Бенноффа, в которой сосредоточены очаги землетрясений, объясняется подвижками опускающейся вниз океанической литосферы, которая, будучи более холодной, чем окружающая мантия, достигает глубины примерно 700 км, при протяженности до 1300 км (Isacks и др., 1968). Горизонтальная скорость перемещения коры, полученная из анализа магнитных данных, может достигать 10 см/год.

При погружении в мантию в течение нескольких миллионов лет океаническая литосфера не успевает прогреваться настолько, чтобы потерять присущие ей реологические свойства. Относительно высокая длительная прочность и хрупкость холодной океанической литосферы объясняет сосредоточение очагов землетрясений в достаточно узкой фокальной зоне. Опущенное вниз вещество литосферы подвергается существенной переработке лишь на глубине свыше 650—700 км и пополняет собой вещество верхней мантии. Такое предположение удобно для качественного объяснения сейсмичности в островных дугах, однако необходимо оценить скорость прогрева литосферной плиты по мере погружения.

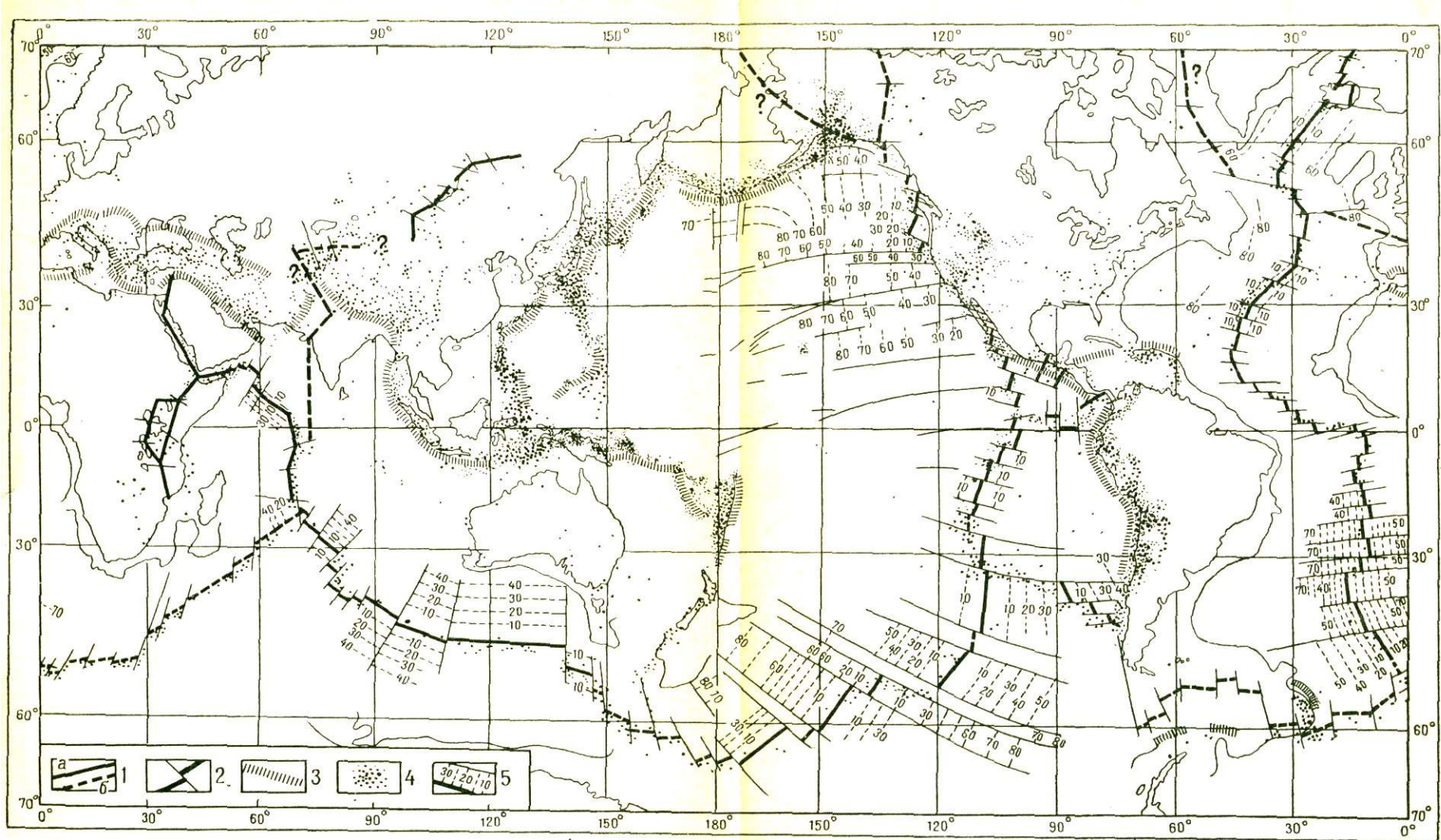


Рис. 41. Схема эпицентров землетрясений за период раздвижения океанической литосферы с 1961 по 1967 г. и планового положения современных рифтовой и геосинклинальной систем на поверхности Земли (по различным источникам).

1 — оси рифтовых долин, установленных (а) и прогнозируемых (б); 2 — разломы (поперечные и трансформирующие); 3 — оси глубоководных впадин и передовых геосинклинальных прогибов; 4 — эпицентры землетрясений; 5 — скорость раздвижения по магнитным данным (цифры — время в млн. лет).

Даже если не принимать во внимание энергию вязкого трения, то прогрев  $\theta$  литосферной пластины толщиной  $l$  описывается формулой

$$\theta = \frac{2T}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{2m-1} \exp \left[ -\kappa \frac{\pi^2 (2m-1)^2}{l^2} t \right] \sin \frac{\pi (2m-1)}{l} x, \quad (\text{VI.15})$$

где  $\kappa$  — температуропроводность среды,  $t$  — время, если у краев пластины поддерживается температура  $T$  и в начальный момент эта пластина не была нагрета. Для того чтобы разность температур между центром пластины и окружающей средой  $\theta$  уменьшилась в  $k$  раз, необходим период прогрета

$$t \sim \frac{1}{\kappa} \left( \frac{l}{\pi} \right)^2 \left| \ln \frac{2}{k\pi} \right|. \quad (\text{VI.16})$$

При  $k=10$ , коэффициенте температуропроводности  $\kappa=0,005$  и толщине океанической литосферы  $l=20$  км время прогрета составляет 300 тыс. лет; при  $l=50$  км оно увеличивается на порядок. Принимая скорость погружения 5 см/год, получим при  $l=20$  км погружение элемента пластины за время почти полного прогрета на 35 км, а при  $l=50$  км — на 300 км. В слое астеносферы температура, как известно, превышает  $1000^\circ\text{C}$ , а при этой температуре у горных пород существенно ухудшаются прочностные свойства. Расчеты выполнены для случая прогрета стационарной пластины, поэтому являются оценкой сверху. Следовательно, океаническая литосфера, если она и может быть астеносферным потоком, затянута под дугами в верхнюю мантию, успеет пройти путь в несколько сотен километров без полной переработки и существенного изменения реологических свойств только при условии, что ее толщина будет близка к 100 км.

Безусловно, структурные закономерности островных дуг обусловлены механическим проявлением глобальных процессов, имеющих место в недрах нашей планеты. В плане все Тихоокеанское сейсмическое кольцо близко к субмеридиональному большому кругу, т. е. глубина источника возмущения, порождающего это кольцо как единую структуру, должна быть сопоставима с радиусом Земли. Другая глобальная система — Альпийско-Гималайско-Индонезийский пояс, во многом близкий по основным структурно-геофизическим признакам к Тихоокеанскому кольцу, также расположен на дуге большого круга, которая простирается в субширотном направлении с востока на запад от  $180^\circ$  до Гринвичского меридиана<sup>1</sup> (рис. 41). Можно полагать, что оба эти пояса образованы одним и тем же процессом, который берет начало в глубоких недрах нашей планеты. Этот процесс, без сомнения,

<sup>1</sup> Пересечение этих двух геосинклинальных поясов в районе Индонезийского архипелага обуславливает его весьма сложную тектоническую структуру.

формирует тектонический лик Земли, и геосинклинальные пояса вместе с мировой рифтовой системой — наиболее яркие его проявления.

## VII. МИРОВАЯ РИФТОВАЯ СИСТЕМА

### ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЗНАКИ И ОСОБЕННОСТИ ГЛУБИННОГО СТРОЕНИЯ

Проблема исследования мировой рифтовой системы многопланова и включает в себя комплекс самых разнообразных аспектов: морфологическое выражение ее на поверхности, геофизическая и геохимическая характеристики, глубинное строение, пространственное положение, взаимоотношения с геосинклинальной системой, история геологического развития, глубинная механика и термодинамика в областях рифтогенеза. Но прежде чем рассматривать все эти вопросы, необходимо остановиться на определении понятия «рифт».

В структурной геологии рифт понимается как грабен, ограниченный двумя нормальными сбросами, независимо от причин его образования. Такое определение отражает только морфологические особенности рельефа поверхности, да и то лишь в некоторой части рифтовой зоны. Исследования последнего десятилетия показали, что на поверхности Земли области рифтогенеза проявляются в виде вытянутой зоны шириной от первых сотен до первых тысяч километров, которая характеризуется специфическими геоморфологическими, геофизическими, геохимическими признаками и определенными особенностями глубинного строения.

Первоначальное представление о геоморфологическом выражении рифтовой области в виде центральной рифтовой долины и свода, осложненного серией поперечных и продольных по отношению к долине разломов, оказалось чрезвычайно схематичным, хотя и не потеряло своего принципиального значения. Результаты исследования морфологии рифтовых зон континентов (Милановский, 1970) и океанов (Menard, 1965) свидетельствуют о разнообразии принципиальных геоморфологических черт, характеризующих мировую рифтовую систему. Так, рифтовые зоны, развитые на континентальных платформах, можно разделить по морфологическому признаку как минимум на два типа. Первый — овалыные своды, осложненные относительно неглубокими осевыми, реже поперечными грабенами, второй — глубокие грабены (до 7—8 км), обрамленные или разделенные узкими глыбовыми поднятиями. К первому типу принадлежат две зоны восточной ветви Африканского рифтового пояса — Эфиопская и Кенийская (рифт Грегори), ко второму — большая часть рифтовых зон Восточной Африки и Аравии, а также Байкальская и Рейнская зоны. Там, где рифтовая зона наложена на область недавнего геосинклинального раз-

вития, в частности в провинции бассейнов и хребтов Северной Америки, наблюдается клавиатура горстов и грабенів, без четко установленной центральной долины.

Геоморфологическая характеристика океанических рифтовых зон также весьма разнообразна. В грубом приближении по морфологии рельефа они могут быть разделены на два класса. Первый, к которому принадлежат Срединно-Атлантический и Срединно-Индийский хребты, имеет центральную рифтовую долину и серию субпараллельных ей хребтов и впадин. Второй, представленный Восточно-Тихоокеанским поднятием, характеризуется отсутствием или слабым выражением рифтовой долины и более ровным рельефом дна в пределах всего сводового поднятия. Структуры как первого, так и второго класса разбиты поперечными разломами протяженностью до 2000 км. Промежуточное положение занимают межматериковые рифтовые зоны, например Калифорнийская и Аденская (рис. 42), в которых центральная впадина и ее ближайшее окружение обладают корой океанического типа, тогда как ближайшее обрамление с рифтовыми признаками — материковой корой, что, естественно, усложняет общую геоморфологическую картину.

Тепловой поток в центральной части рифтовых зон обычно существенно выше нормального. В том случае, когда осевая впадина хорошо выражена в рельефе, максимум теплового потока устанавливается в пределах ее бортов. Там, где она отсутствует, площадь зоны максимума теплового потока  $q$  более обширна. Экстремальные значения  $q$  иногда на порядок превышают нормальную величину. В пределах склонов сводового поднятия рифтовой зоны тепловой поток обычно понижен и составляет 60—70% средней для Земли величины (рис. 43).

Характер аномального магнитного поля в пределах континентальных и океанических областей существенно различен. Если в пределах континентальных рифтовых областей поле  $\Delta T_a$  не обладает каким-либо характерным индивидуальным признаком, то над океаническими рифтовыми областями, так же как и над всем океаном, аномальное магнитное поле имеет ярко выраженный линейный характер. В пределах каждого отдельного блока литосферы наблюдается закономерное чередование положительных и отрицательных значений  $\Delta T_a$ , симметричное относительно центральной рифтовой долины (рис. 44). Интерпретация магнитных данных показывает, что такая картина аномального поля обусловлена, вероятнее всего, чередованием вдоль склона хребта участков коры с прямым и обратным по отношению к направлению современного ее вектора  $\mathbf{T}$  намагничением пород (Карасик, 1968; Heirtzler, 1968).

В настоящее время геофизическими методами наиболее изучено глубинное строение в нескольких областях рифтогенеза; 1) в западной части Северной Америки (Hamilton, Packizer, 1965); 2) в северной части Срединно-Атлантического хребта (Talvani

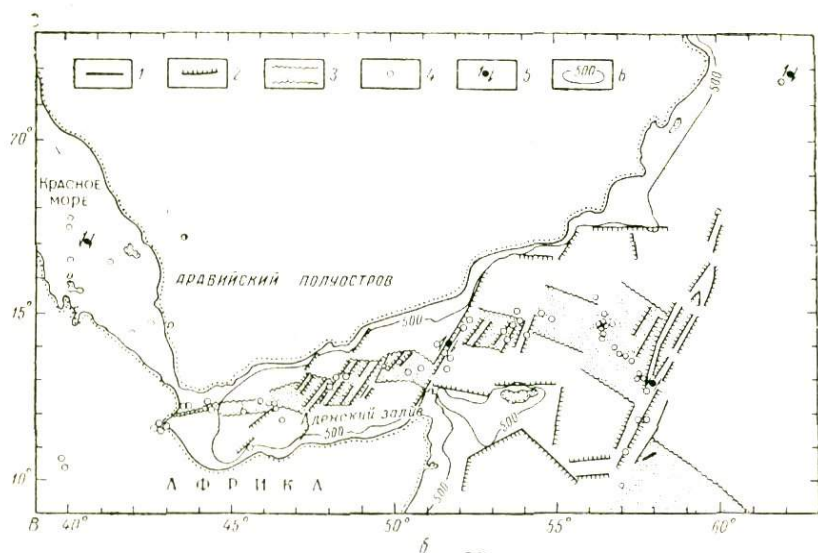
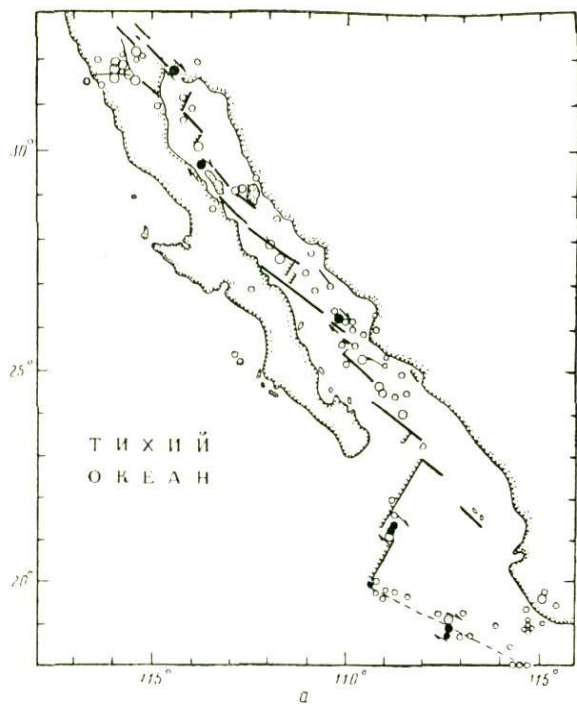


Рис. 42. Структурные схемы развития земной коры в Калифорнийском (а) и Аденском (б) заливах (Isacks и др., 1968).

1 — разломы на рис. а и рифты на рис. б; 2 — рифты на рис. а и разломы на рис. б; 3 — центральная зона хребта; 4 — эпицентры землетрясения; 5 — механизм землетрясения; 6 — изобаты (в м).

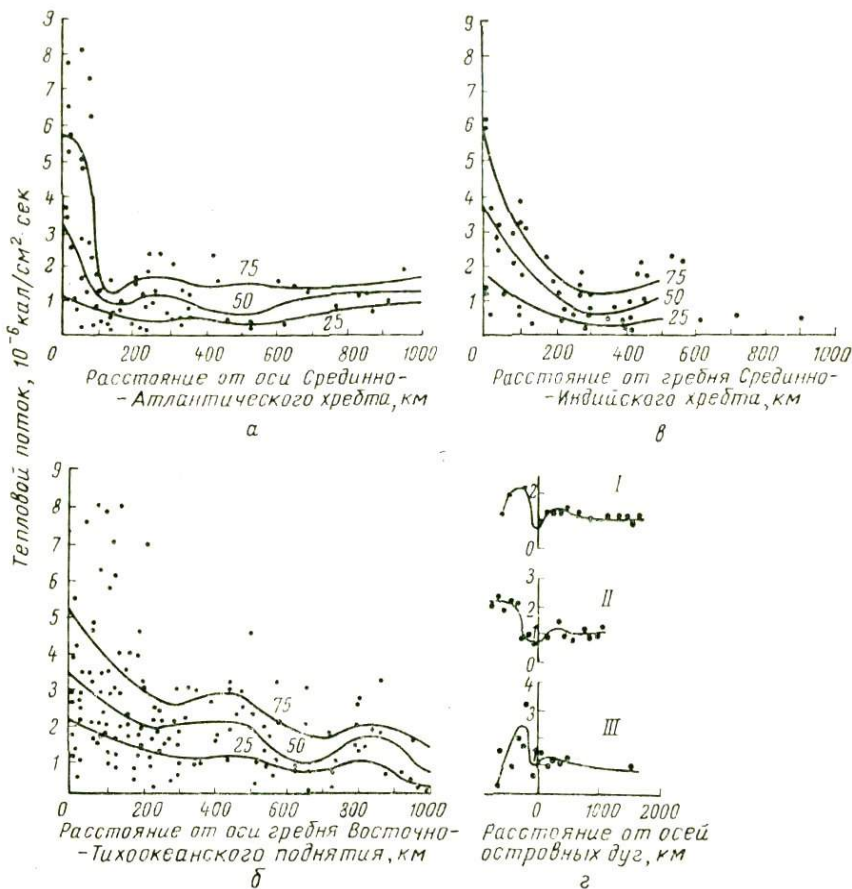


Рис. 43. Распределение теплового потока в рифтовых зонах (а, б, в) и островных (г) дугах. Цифры на графиках — тепловой поток в % от среднего по Земле (в %) (по данным Ли, Уэда, 1965 г., Вакье и др. 1966 г.).

I — Курильская дуга, II — Японская дуга, III — Бонинская дуга.

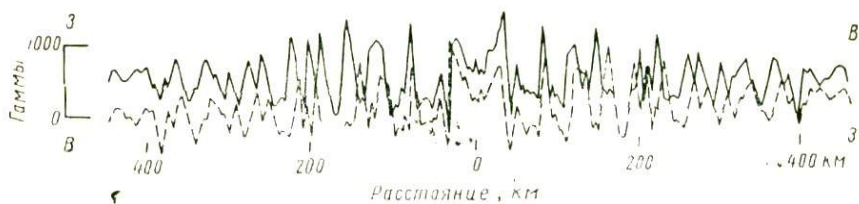


Рис. 44. Симметрия магнитных аномалий относительно оси Срединно-Атлантического хребта.

Сплошная линия — аномальный график  $\Delta T_a$ , пунктирная — его зеркальное отражение (Heizler, 1968).

и др., 1965); 3) в Байкальской зоне (Зорин, 1969); 4) участок Восточно-Тихоокеанского поднятия.

Глубинный разрез в западной части Северной Америки построен главным образом на основании имеющихся данных сейсмических наблюдений, приблизительно вдоль  $37^\circ$  с. ш., но при его построении учитывались другие геофизические, а также геологические материалы. Разрез коры многослоен: кроме верхнего слоя, наиболее изученного и весьма дифференцированного по сейсмическим скоростям, четко выделяются еще два слоя: первый характеризуется скоростями продольных волн  $5,8-6,4$  км/сек и второй  $6,6-7,0$  км/сек. Второй слой на всем протяжении разреза от Береговых хребтов до Скалистых гор подстилается веществом, в котором  $v_p = 7,6-7,9$  км/сек, и только восточнее Скалистых гор под вторым слоем установлены нормальные мантийные скорости ( $8,1-8,3$  км/сек). Там, где имеют место скорости распространения волн  $7,6-7,9$  км/сек, зона низких скоростей продольных и поперечных волн находится ближе к поверхности. Верхняя граница этой зоны находится на глубине примерно  $70-80$  км, нижняя — около  $130$  км.

Вопрос о том, какую границу глубинного разреза западной части Северной Америки принимать за поверхность Мохоровичича, является спорным: Ф. Пресс относит слой, характеризующийся скоростью распространения продольных волн  $7,6-7,9$  км/сек, к коре и считает ее в этом районе очень мощной. В отличие от него большинство исследователей рассматривают этот слой, как особый слой мантии, и считают, что средняя мощность коры в районе Скалистых гор близка к  $30$  км, т. е. значительно ниже средней статистической, характерной для такой средней высоты рельефа.

Аналогичная ситуация наблюдается в эволюции представлений о мощности коры в районе Байкальского свода, в частности под оз. Байкал. Первоначально В. Н. Гайский по сейсмологическим данным и А. П. Булмасов по гравиметрическим с опорой на сейсмологические определили, что мощность земной коры под Байкальским сводом весьма существенная — от  $60$  до  $100$  км. Затем С. И. Голенцкий (1965) из анализа сейсмических (от промышленных взрывов) и сейсмологических (от местных неглубоких землетрясений) материалов получил мощность коры в районе Байкала, равную примерно  $40$  км. Можно предполагать, что ниже этой глубины расположен слой со скоростью распространения продольных волн  $7,6-7,9$  км/сек, который в настоящее время интерпретируется как мантийный. Не исключена возможность того, что зафиксированная В. Н. Гайским граница на глубине около  $80$  км представляет собой кровлю слоя, в котором понижена скорость распространения волн. В этом случае можно говорить о значительном схождении принципиальных черт глубинных разрезов коры и верхних слоев мантии в областях рифтогенеза западной части Северной Америки и Байкальского региона.

Мощность осадочного чехла в пределах континентальных рифтовых впадин может достигать 5—6 км (рис. 45).

Все имеющиеся геофизические данные о структуре и мощности коры океанических рифтовых областей (Talvani и др., 1965; Le Pichon и др., 1965; Udintsev, 1966) свидетельствуют о том, что кора вблизи центральной части зоны несколько отличается от нормальной (платформенной) океанической. Хотя в каждом из

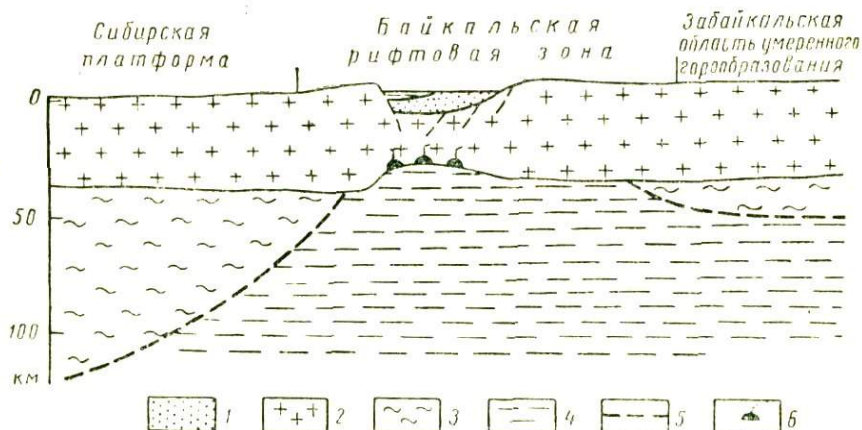


Рис. 45. Схематический глубинный разрез вкосте простирания Байкальской рифтовой зоны (Зорин, 1969).

1 — кайнозойские отложения; 2 — кристаллическая земная кора; 3 — кристаллическая часть мантии, включаемая в литосферу; 4 — астеносфера; 5 — разломы; 6 — основные и ультраосновные интрузии. Жирные пунктирные линии — границы между слоями.

трех разрезов имеются свои особенности, тем не менее установлена одна весьма существенная общая черта: мощность коры от периферии к центру рифтового поднятия не увеличивается.

Мощность осадочного чехла в океанических рифтовых областях увеличивается от центра к периферии. В осевой впадине осадки отсутствуют вообще. Во многих местах в осадочном чехле фиксируется резкий отражающий горизонт — «надбазальтовый» или «второй» сейсмический слой со скоростью распространения волны 4—5,4 км/сек; в пределах изученных участков областей рифтогенеза на Восточно-Тихоокеанском поднятии и Средне-Атлантическом хребте он присутствует почти повсеместно<sup>1</sup>. В пределах центральной части сечения рифтовых хребтов на дне Атлантического и Индийского океанов к поверхности приближается мантий-

<sup>1</sup> Как установлено американскими исследователями в результате бурения дна Атлантического и Тихого океанов, наиболее четкий отражающий горизонт сложен преимущественно кремнем, а «второй» сейсмический слой, обычно называемый «надбазальтовым», представлен базальтом.

ное вещество, в котором скорость продольных волн существенно меняется — от 7,1 до 7,9 км/сек, но преобладает скорость 7,3—7,7 км/сек.

Таким образом, все имеющиеся геофизические данные свидетельствуют о более тонкой коре в центре рифтового свода по сравнению с периферией, а на континентах — по сравнению с корой обрамления. Другим важным фактором являются граничные скорости распространения волн у подошвы коры в центральной части свода, меньше по сравнению со средними для всей Земли в целом.

В связи с выводом о сравнительно тонкой коре в осевой зоне рифтового свода встает вопрос об изостатическом состоянии рифтовых областей. Аномалии силы тяжести, региональные аномалии Фая и изостатические аномалии свидетельствуют о том, что сводовые поднятия литосферы как континентальных, так и океанических рифтовых областей компенсированы достаточно полно. На примере участков, по которым имеются глубинные сейсмические и гравиметрические данные, установлено, что компенсация имеет место, но не за счет коровых корней, а благодаря наличию менее плотного слоя верхней мантии, поверхность которого и образует свод (Ушаков, Красс, 1969). Именно на этом мантийном своде и поднята кора; поверхность литосферы в свою очередь образует рифтовый свод на континентах и дне океанов.

Анализ изостатического состояния коры в пределах таких структур, как центральная рифтовая впадина, а также параллельные ей хребты и впадины, проведен нами по трем профилям: два из них секут вкрест простирания Срединно-Индийский хребет (данные американских исследователей), а один — Срединно-Атлантический (М. Тальвани и др.). Впадины, в том числе и центральная, характеризуются небольшими (до  $-20$  мгл) отрицательными локальными изостатическими аномалиями, тогда как отдельные хребты — небольшими положительными аномалиями. Наибольшая по величине отрицательная изостатическая аномалия связана с центральной впадиной. Хотя можно дать несколько объяснений ее природы, но наиболее вероятным представляется наличие менее плотного вещества в самых верхних слоях мантии. Естественно, это менее плотное вещество постепенно поднимается и, достигая подошвы литосферы, растекается.

Аномалии амплитудой до 20 мгл, характерные для отдельных хребтов и впадин, могут иметь различную природу, но тот факт, что положительные связаны с хребтами, а отрицательные — преимущественно с впадинами, говорит скорее всего о некотором нарушении равновесия литосферы. Учитывая меньшую, чем на континенте, мощность литосферы океанов, можно ожидать и более полного ее равновесия, поэтому нарушенное равновесие, если оно действительно имеет место для отдельных хребтов и впадин, обусловлено динамическими процессами в мантии областей рифтогенеза.

Сравнительно узким и глубоким континентальным рифтовым впадинам (например Байкальской) свойственны интенсивные отрицательные аномалии Фая и изостатические аномалии, рассчитанные без учета влияния уплотненных осадков. Анализ изостатического состояния Байкальской впадины с учетом гравитационного влияния заполняющих ее осадков показал, что земная кора здесь компенсирована достаточно полно — до  $\pm(10-20 \text{ мгл})$ , вероятно, за счет значительного сокращения мощности. В пределах всей Байкальской рифтовой зоны не устанавливается какой-либо определенной корреляции между осредненными высотами рельефа и изостатическими аномалиями (Зорин, 1969).

Таким образом, имеющиеся геофизические данные свидетельствуют о том, что рифтовые области в целом и выделяемые в их пределах наиболее крупные морфоструктуры близки к изостатическому состоянию; при этом глубина компенсации не превышает первых десятков километров под океаническими зонами и 50—60 км под континентальными. Не исключена возможность, что на отдельных участках земной коры с характерным линейным сечением возвышенностей и долин Срединно-Атлантического и Срединно-Индийского хребтов 20—50 км изостазия может быть несколько нарушена. Но поскольку эти отклонения невелики (10—20 мгл), а точность морской гравиметрической съемки невысока ( $\pm 7 \text{ мгл}$ ), данный вопрос требует дополнительного исследования.

В связи с установлением относительно тонкой коры в центральной части рифтовых зон и достаточно полной изостатической компенсацией основных элементов рельефа в этих зонах интересно рассмотреть вопрос об астеносфере областей рифтогенеза. Значительную информацию дает анализ сейсмологических данных, который, кроме того, позволяет судить о механизме деформаций в верхнем литосферном слое. Прежде всего обращает на себя внимание пространственное положение очагов землетрясений; большая часть из них группируется вблизи оси хребта, а остальные — вдоль ортогональных по отношению к ней разломов. Такое расположение очагов характерно для Срединно-Атлантического и Срединно-Индийского хребтов. В пределах Восточно-Тихоокеанского поднятия значительная часть эпицентров землетрясений совпадает с поперечными разломами на том участке каждого из них, который расположен между двумя отрезками гребня хребта (см. рис. 41).

Сейсмологические данные позволяют получить наиболее вероятный механизм движения вдоль поперечных разломов и вдоль оси хребтов (Isacks и др., 1968). Поперечные разломы мировой рифтовой системы в общем случае можно разделить на два типа. Первый тип — разломы, по которым осуществляется относительное смещение двух участков литосферы хребта без изменения площади ее поверхности, второй тип — трансформирующие разломы, вдоль которых происходят большие горизонтальные подвижки литосферы, связанные с ее ростом и изменением площади поверхности; такие разломы обычно разделяют два различных осевых участка хребта.

Т. Вильсон (Wilson, 1965), развивающий идею трансформирующих разломов, показал, что знак сдвигового смещения вдоль трансформирующих разломов типа «хребет — хребет» должен быть противоположен тому, который имеет место при простом сдвиге. Плановое положение очагов землетрясений (см. рис. 41) и результаты анализа их механизма подтверждают идею Т. Вильсона о трансформирующих разломах, протягивающихся вкрест простирания океанических рифтовых хребтов и разделяющих различные участки. В очагах, расположенных вдоль гребня хребта, установлено субгоризонтальное растяжение, ортогональное простиранию оси хребта на данном участке. Эти очаги образуют рой: они тесно сгруппированы в пространстве, и продолжительность землетрясений от них обычно изменяется от нескольких часов до нескольких дней, при этом отсутствует главный толчок. Такой характер сейсмической активности в континентальных участках обычно связан с вулканизмом, что позволяет по косвенным данным предполагать подводные вулканические излияния в осевой зоне хребта.

Как было показано ранее, литосфера отличается от астеносферы прежде всего своей сдвиговой прочностью, поэтому о мощности литосферы и, следовательно, о положении кровли астеносферы в рифтовых областях можно судить на основании глубины очагов землетрясений. На сравнительно хорошо исследованных континентальных участках мировой рифтовой системы (например, в районе Калифорнии, вдоль разлома Сан-Андреас и в Байкальской рифтовой зоне) установлено, что сейсмическая активность в осевой части ограничена верхними слоями мощностью 20 км; при этом максимум ее относится к глубине 10 км. Мощность земной коры непосредственно под Байкалом не превышает 20—30 км, в пределах рифтовой зоны на западе Северной Америки — около 30 км (Зорин, 1969; Press, Brace, 1966). Таким образом, в осевой части этих континентальных зон астеносфера подходит непосредственно к подошве земной коры. Не исключено, что нижние слои коры, прогреваясь и изменяясь по реологическим свойствам, незначительно отличаются от астеносферы.

Глубины расположения очагов землетрясений в осевой части рифтовых зон океанов Атлантического и Индийского не превышают самых первых десятков километров. В осевой части Восточно-Тихоокеанского поднятия, характеризующейся наиболее высоким тепловым потоком, очаги землетрясений почти отсутствуют, а океаническая кора весьма тонкая. Вероятнее всего (Van-Andel, Bowin, 1964), здесь из-за сильного прогрева кора имеет настолько малую сдвиговую прочность, что дизъюнктивные дислокации коры происходят без существенного выделения упругой энергии. Именно низкой прочностью коры и сравнительно малой вязкостью астеносферы, которая расположена в этом районе непосредственно под корой, объясняется относительно слабая изрезанность рельефа дна в приосевой части Восточно-Тихоокеанского поднятия. О мощности литосферы на его крыльях можно судить лишь по положению от-

дельных очагов землетрясений. Так, например, под Гавайскими островами они находятся на глубине до 60 км. Еще одним источником информации о границе между литосферой и астеносферой является анализ высокочастотных поперечных волн. Результаты исследования 1500 траекторий распространения волны  $S_n$ , которые либо начинались на гребнях, либо пересекали срединноокеанические хребты, показали, что в осевой области рифтовых зон астеносфера начинается почти непосредственно под земной корой. Мантийные слои входят в состав литосферы, начиная с расстояния около 200 км от оси хребта (Isacks и др., 1968). Разумеется, эта величина может изменяться в каждом конкретном случае на несколько десятков километров.

В связи с выводом, что в центральной части развитых континентальных и океанических рифтовых поднятий астеносферный слой находится непосредственно под корой, необходимо остановиться на результатах комплексной интерпретации сейсмических и гравиметрических данных по профилю, пересекающему Срединно-Атлантический хребет, опубликованных М. Тальвани и др. (Talvani и др., 1965). Построенная ими схема глубинного строения земной коры и верхней мантии океанических рифтовых областей предполагает существование конвективной неустойчивости: мантийный слой плотностью  $3,4 \text{ г/см}^3$  расположен под слоем плотностью  $3,15—3,20 \text{ г/см}^3$ . Представляется, что меньшая скорость сейсмических волн в мантии под осью хребта свидетельствует не столько об уменьшении плотности, сколько о снижении здесь упругих свойств мантии.

Таким образом, в развитых рифтовых областях астеносфера в осевой зоне шириной от первых десятков до первых сотен километров приближается почти непосредственно к подошве коры. По мере удаления от оси хребта мощность литосферы увеличивается, т. е. кровля астеносферы постепенно погружается на глубину несколько десятков километров. Разумеется, на фоне этой общей закономерности реологические свойства и конфигурация слоев литосферы и астеносферы в каждом конкретном случае могут значительно изменяться. Горизонтальные вариации физических свойств в областях рифтогенеза, по-видимому, имеют место по крайней мере до глубины несколько сотен километров, а возможно и в пределах всей нижней мантии.

### ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ПОЛОЖЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ОБЛАСТЕЙ РИФТОГЕНЕЗА

Рассмотренные в предыдущем разделе структурные и геофизические признаки рифтовых зон позволяют подойти к вопросу о местоположении мировой рифтовой системы на поверхности Земли. Несмотря на то, что к настоящему времени установлены лишь основные, наиболее развитые участки рифтовой системы, которые имеют достаточно четкие признаки, Г. Менардом (Menard, 1965) предложена гипотеза закономерного расположения рифтов относи-

тельно дна океанов и ядер древних платформ. Хорошо известен факт медианного положения Срединно-Атлантического хребта и его арктического продолжения относительно Атлантического океана и Евроазиатской котловины Северного Ледовитого океана. Удовлетворительное соответствие между положением медианы и рифтовой зоны наблюдается в Индийском океане. Это соответствие улучшается при условии, что плато Кергелен является погруженным ниже уровня океана участком субконтинентальной коры. Из выявленных участков мировой рифтовой системы приблизительно 50% по общей протяженности занимает срединное положение на дне океанических бассейнов. Эта цифра увеличивается на 10%, если рассматривать поднятие Дарвина, занимающее срединное положение по отношению к Тихому океану, как область сравнительно недавнего активного рифтогенеза<sup>1</sup>. Кроме того, значительная часть (около 80%) мировой рифтовой системы представляет собой пояса, окружающие древние континентальные щиты. Действительно, рифтовый пояс полностью замыкается вокруг Антарктиды, с трех сторон он окружает Африку, Южную и Северную Америки. Далеко неясно положение рифтовых поясов по отношению к Австралии и Евразии. Наряду с существующими и предполагаемыми большими рифтовыми кольцами, радиус которых свыше 4000 км, в Северной Америке и Африке имеется по одному малому, почти замкнутому кольцу — вокруг Гренландии и Мадагаскара (см. рис. 41)<sup>2</sup>.

Уровень наших знаний о пространственном положении рифтовой системы на поверхности Земли обусловлен субъективной и объективной причинами. Субъективная причина — слабая геолого-геофизическая изученность литосферы, особенно океанической, и фрагментарность представлений о всем многообразии геологических и геофизических признаков, в которых проявляется глубинный процесс, приводящий в конечном итоге к рифтообразованию на поверхности. Объективная причина — многообразие поверхностных проявлений глубинного рифтообразующего процесса. Рифтогенез, как всякий активный процесс, не бесконечен во времени. Он имеет свои стадии развития, т. е. начальный этап, период наибольшей активности и затухание. Естественно, что участки, где рифтогенез достиг наибольшей активности или его развитие близко к максимальному, установить гораздо легче, чем те, где этот глубинный процесс только еще начинается или близок к завершению.

Но не только фаза рифтогенеза влияет на его проявление. Существенную роль играют условия, которые сложились в данной области тектоносферы за всю историю ее развития. Весьма трудно распознать признаки рифтогенеза в областях наложения рифтового

---

<sup>1</sup> Эта гипотеза, высказанная Г. Менардом, требует обоснования в некоторых аспектах.

<sup>2</sup> Принято считать, что отдельные рифтовые зоны, такие как Байкальская Рейнская, вообще не замкнуты и не имеют явно выраженной связи со всей остальной системой. Но этот вопрос требует дополнительного исследования.

и геосинклинального поясов. На анализе этой причины необходимо специально остановиться для того, чтобы прогнозировать пока не выявленные участки рифтовой системы на поверхности Земли.

Наиболее явным участком, где произошло наложение рифтовой системы на геосинклинальный пояс, является Западное побережье США. Геологические данные позволяют установить, что развитая здесь Кордильерская рифтовая зона образовалась в конце кайнозоя, т. е. около 10 млн. лет назад на месте мезозойского геосинклинального пояса, который только 50—70 млн. лет назад вступил в орогенный этап развития (Милановский, 1970). В настоящее время здесь преобладают признаки рифтогенеза. При переходе из одного режима в другой исчезли такие признаки, как промежуточные и глубокие очаги землетрясений, характерный рельеф гряды и впадины, обязательно сопряженных между собой, резко возрос тепловой поток, возник мантийный свод, и кровля астеносферы существенно приблизилась к земной коре. Увеличение температуры мантии неизбежно привело к значительному снижению ее прочности и вязкости.

Данные измерений теплового потока свидетельствуют о том, что от Восточно-Тихоокеанского поднятия, между экватором и основным Калифорнийским продолжением рифтовой зоны, отходят еще три ответвления в сторону Центрально-Американского перешейка, которые намечаются также по эпицентрам землетрясений. Наиболее высокие значения теплового потока фиксируются на участке от экватора до Панамского перешейка; именно на этом участке в рельефе дна исчезает глубоководный желоб и существенно уменьшаются высоты континентальных структур. Более того, в рельефе поверхности суши можно наметить рифтоподобную долину, по которой и проложен Панамский канал. Весьма схожие, но несколько менее выразительные поверхностные признаки проявления рифтогенеза характерны также для районов Гватемалы и Техуантепек. Явных признаков рифтообразования в Карибском регионе не установлено, но обращает на себя внимание один факт: в пределах Центрально-Американского и Карибского регионов очаги землетрясений отсутствуют на глубине свыше 250 км, несмотря на развитые островные дуги (Кайманскую, Антильскую и др.). Кроме того, все котловины Карибского региона находятся на продолжении рифтовых зон, протягивающихся от оси Восточно-Тихоокеанского поднятия в сторону Центральной Америки. Это позволяет предполагать, что современная структура литосферы Карибского региона во многом обусловлена наложением области рифтогенеза на геосинклинальную область. Такая гипотеза представляется еще более вероятной, если сравнить закономерности структурного плана коры Карибского региона с районом Скотта, расположенным между Южной Америкой и Антарктидой.

Значительное сходство региона Скотта и Карибского региона проявляется как в генеральном структурном плане коры, так и в размерах основных геоморфологических форм, что подчеркивалось

рядом исследователей (Ушаков, Грикуров, 1968; Heezen, Johnson, 1965). Пожалуй, самым сильным различием является отсутствие в регионе Скотта континентальной перемычки в проливе Дрейка, аналогичной Центрально-Американскому перешейку. В настоящее время в море Скотта на основании анализа батиметрических и геофизических данных установлена рифтовая зона, которая, очевидно, является антарктическим продолжением Чилийской (Uschakov, 1970). Ось этой зоны трассируется по нескольким рифтовым долинам, протягивающимся на дне пролива Дрейка и моря Скотта в субширотном направлении. Рифтовая зона пересекает Южную Антильскую дугу в ее южной части и простирается далее к северо-востоку до пересечения с осью Срединно-Атлантического хребта (см. рис. 41).

Вопрос о рифтовых зонах в пределах покрытого льдом материка Антарктиды остается открытым. Наиболее вероятно, что Антарктический горст обусловлен развитием в мантии процесса, приводящего к рифтогенезу литосферы. В настоящее время анализ геоморфологических и геофизических данных по Антарктике позволяет лишь констатировать вслед за Г. Менардом факт полного окружения шестого материка рифтовым кольцом.

Проблема пространственного положения рифтовой системы в Арктике также далека от окончательного решения. Пока определенно установлен лишь рифтовый хребет Гаккеля, являющийся арктическим продолжением Срединно-Атлантического хребта и разделяющий Евроазиатский бассейн Северного Ледовитого океана на две котловины — Амундсена и Пансена. Далее рифтовая зона пересекает шельф моря Лаптевых до устья Лены. Вопрос о ее простирании к югу не имеет однозначного ответа; вероятнее всего, эта зона продолжается через систему Момских впадин к Охотскому морю (Грачев и др., 1967).

Специального рассмотрения заслуживает пространственное продолжение в Арктике рифтового пояса, окружающего Северную Америку со стороны Тихого океана и включающего в себя северное окончание Восточно-Тихоокеанского хребта, протягивающегося в море параллельно краю континента между 40 и 57° с. ш. Далее, по мнению Г. Менарда, рифтовая зона проходит субмеридионально на север к устью р. Маккензи, где изменяет свое направление к востоку, протягиваясь через Канадский архипелаг (ось намечается по проливам Мелвил, Барроу и Ланкастер), и в районе Баффинова залива соединяется с разломом дна Лабрадорского пролива. Весь северный участок рифтовой зоны вокруг Америки намечается несколько предположительно; основанием для такого предположения являются несколько эпицентров землетрясений, низкие скорости распространения продольных волн на границе Мохоровичича под бассейном Свердрупа и очень значительная мощность осадков в отдельных впадинах этого бассейна.

Можно наметить еще одно арктическое продолжение Восточно-Тихоокеанской рифтовой системы — на участке между 150 и

180° з. д., где эта зона пересекает Алеутскую дугу и между Аляской и Чукоткой уходит к северо-западу. Основанием для такого построения является отсутствие глубоких очагов землетрясений под Алеутской грядой, наличие мелких очагов на самом западе Аляски; кроме того, сам Берингов пролив возник в результате недавнего погружения области молодого геосинклинального горообразования. О продолжении этой гипотетической рифтовой зоны севернее Берингова пролива судить трудно. Возможно, она сечет Чукотский купол и проходит далее в сторону хребта Альфа-Менделеева, который, по мнению Н. Остензо, также является рифтовым сооружением.

Пока трудно судить о пространственном положении рифтовых зон в пределах материка Евразии, геология которого достаточно хорошо изучена, а представления о его тектонике сложились раньше, чем были выявлены наиболее принципиальные закономерности глубинной структуры областей рифтогенеза. Только в последнее десятилетие Байкальская зона была окончательно отнесена к рифтовым, но и сейчас она рассматривается как отдельный участок, не связанный со всей остальной рифтовой системой Земли. Восточнее на Азиатском материке зоны рифтогенеза нигде не установлены. Необходимо начать изучение глубинного строения литосферы Татарского пролива, между материком и о. Сахалин. Здесь очаги землетрясений находятся на небольшой глубине, образуя узкую зону, вытянутую вдоль пролива, и, кроме того, кора Татарского пролива подстилается мантией со скоростью распространения сейсмических волн  $7,5 \text{ км/сек}$ . Низкие значения  $v_p$  на границе Мохоровичича установлены и под банкой Ямато в Японском море. Не исключено, что оба эти участка являются фрагментами еще не выявленной рифтовой зоны.

Упирающийся в Камбейский залив Мальдивский хребет в Индийском океане по ряду геофизических признаков также может рассматриваться как часть рифтовой зоны. Подтверждением этого служат принципиальные геоморфологические закономерности Индостанского полуострова. Район Камбейского залива, имеющий характерный рифтовый рельеф и неглубокие очаги землетрясений, вероятно представляет собой рифтовую впадину. Прогнозируемая рифтовая зона прослеживается к северо-востоку, образуя в рельефе фундамента систему впадин и далее к северу, возможно, пересекаясь с Гималайским геосинклинальным поясом. В связи с проблемой трассирования Мальдивско-Камбейской зоны к северу необходимо поставить еще один вопрос: что представляет собой Тянь-Шань, вследствие какого глубинного процесса поднята эта область? Нельзя ли рассматривать Ташкентскую, Ферганскую, Иссык-Кульскую и другие подобные им впадины как рифтовые? Все они характеризуются неглубокими очагами землетрясений, некоторые — повышенным тепловым потоком. Принципиальные черты глубинной структуры коры самих впадин также наводят на мысль о их рифтовом происхождении.

Далека от своего решения проблема пространственного положения рифтовых зон в пределах Европы. Имеются существенные аргументы, в первую очередь характер аномального магнитного поля и морфологии дна, позволяющие наметить зону рифтогенеза в пределах Бискайского залива. Ее трудно проследить к востоку, ибо она накладывается на альпийскую геосинклинальную зону.

Проблема истории геологического развития континентальных рифтовых зон сложна и многопланова. Основная часть современных материковых рифтовых зон развита на платформенной литосфере, сформированной в различное время. В наиболее изученных Байкальской и Африкапо-Аравийской континентальных зонах рифтообразования молодые структуры, обусловленные рифтогенезом, в основном наследуют простирания древних складчатых форм докембрийского фундамента. При этом нередко фиксируются следы неоднократной активности древних разломов в более позднее время. Имеются участки, где основное направление развивающихся рифтовых зон не совпадает с простиранием древних структур. В таких случаях молодые зоны разломов образуют зигзагообразные и кулисные разрывы. Но в большинстве случаев рифтогенез, т. е. расклевывание литосферы, происходит преимущественно по уже ослабленным зонам.

Эпиplatformенные рифтовые зоны делятся на два типа, которые названы Е. Е. Милановским сводово-вулканическими и «щелевыми» (невулканическими или слабовулканическими) зонами. История развития рифтовых зон первого типа наиболее изучена для Кенийского рифта. К началу кайнозоя, т. е. около 50—60 млн. лет назад, вокруг места будущего рифта начала подниматься область фундамента, образуя водораздел между бассейнами Индийского и Атлантического океанов. Через 25—30 млн. лет начались вулканические излияния, которые около 15 млн. лет назад имели место практически в пределах всей будущей Кенийской рифтовой зоны, представлявшей собой тогда постепенно разраставшееся овальное, пологое сводовое поднятие. Несколько миллионов лет назад извержения сосредоточились в осевой части свода, где начинается и постепенно развивается грабенообразное проседание. Следовательно, общая схема поверхностной динамики рифтогенеза литосферы, вырисовывающаяся по геологическим данным, может быть представлена как возникновение и постепенное разрастание свода, в процессе которого почти повсеместно постепенно развивается вулканическая деятельность, которая в дальнейшем локализуется в осевой части свода, где и образуется центральная рифтовая впадина.

«Щелевые» невулканические или слабовулканические рифтовые зоны распространены более широко. Они отличаются большей глубиной грабенов (до 7 км) и их расположением; вместо одного осевого грабена, что характерно для первого типа, здесь обычно имеется несколько параллельных или кулисно расположенных глубоких грабенов. Центры извержений, если таковые имели место, приурочены к седловинам, краевым поднятиям, периферии внутрен-

них поднятий или к прибортовым ступеням грабенов, но они почти всегда отсутствуют в осевых зонах впадин. Процесс формирования рифтовых зон такого типа наиболее изучен в Байкальском районе (Логачев, 1968; Солоненко, 1968). С конца раннего мела до олигоцена, т. е. от 100 до 30 млн. лет назад, территория Восточной Сибири не являлась тектонически активной областью, за этот промежуток времени была создана поверхность выравнивания, на что указывает мощная кора выветривания.

Кайнозойская тектоническая активизация началась с опускания фундамента в рифтовых впадинах. За период с конца олигоцена до среднего плиоцена (30 млн. лет) во впадинах было отложено около половины имеющихся в настоящее время осадков, т. е. средняя скорость их накопления и опускания впадин была  $0,1-0,2$  мм/год. Фациальный анализ осадков, обнажающихся по южным и юго-восточным склонам впадин, показывает, что разломы в это время не играли существенной роли, а впадины были окружены невысокими (до 500 м) денудационными и вулканическими плато. Возможно, что в этот период вся Забайкальская область была вовлечена в общее слабое поднятие. В среднем плиоцене, т. е.  $\approx 5$  млн. лет назад, скорость прогибания рифтовых впадин увеличилась в 4—5 раз, значительно возросли дисъюнктивные дислокации и в Восточной Сибири сформировался рельеф, в общих чертах близкий к современному. Высокая тектоническая активность характерна для данного региона и в настоящее время. Сходную геологическую историю развития имеет район грабена Альберт в северной части Центрально-Африканской зоны.

Эти примеры свидетельствуют, что геологическое развитие современных активных зон «щелевого» типа происходит в два этапа. Первый этап — слабое общее воздымание зоны, активное развитие грабенов без измеримых по амплитуде подъемов смежных блоков, о чем свидетельствуют тонкообломочные преимущественно песчано-глинистые осадки. Второй этап начинается значительно позже — когда происходит интенсивный рост поднятий, обрамляющих и разделяющих глубокие грабены. Отдельные магматические извержения редко проявляются на первой стадии развития, чаще — на второй.

В отличие от рифтовых зон, развивавшихся на платформах, Кордильерская образовалась на месте мезозойского геосинклинального пояса, вступившего в свой орогенный этап развития в конце мезозоя — начале кайнозоя, т. е. 50—70 млн. лет назад. По уже с середины кайнозоя, примерно 30 млн. лет назад, преобладающую роль начал играть глубинный процесс, обусловивший рифтовую структуру литосферы, поэтому в коре рифтовой области имеются складчато-дислоцированные более ранние образования и мезозойские интрузивные тела. Кайнозойские рифтовые структуры этой области значительно отличаются от структур рифтовых зон развившихся на платформах большим рассредоточением грабенов и сопряженных с ними поднятий. Здесь имеется много близких по

размерам, узких (10—15 км) и длинных (несколько сотен километров), как правило, параллельных друг другу впадин и горстов; амплитуда вертикального смещения по сбросам между ними 1—5 км. Характерен мощный, разнообразный по вещественному составу вулканизм (Милановский, 1970).

Связующим звеном между материковой рифтовой зоной Кордильер и океанической зоной Восточно-Тихоокеанского поднятия является рифт Калифорнийского залива. Выяснение его происхождения имеет принципиальное значение, так как доказательство раздвигания континентальной литосферы и разрастания океанического дна в этом районе ставит гипотезу горизонтальных перемещений континентов на достаточно прочную фактическую основу.

На дне Калифорнийского залива имеется система эшелонированных хребтов; механизмы землетрясений указывают на развитие трансформирующих разломов северо-западного простирания с правосторонним смещением, которые соединяют отдельные зоны растущего хребта в заливе и располагаются кулисообразно относительно разлома Сан-Андреас (см. рис. 42, а). Геофизические данные, а также структурно-геологическая реконструкция свидетельствует о смещении блока континентальной литосферы Калифорнийского полуострова относительно Мексики и об образовании океанической коры. Процесс раздвигания континентальных блоков начался около 10 млн. лет назад. Реконструкция первоначального положения этих блоков по зонам разломов северо-западного простирания говорит о том, что самая южная оконечность Калифорнии в это время должна была находиться близ Мексиканского побережья в пункте с координатами  $21^{\circ}$  с. ш. и  $106^{\circ}$  з. д. (Isacks и др., 1968).

По структуре и динамике коры Аденский залив во многом близок к Калифорнийскому рифтовому региону. Почти все эпицентры расположены либо вдоль оси рифтового поднятия дна, которое протягивается с запада на восток от Карлсбергского хребта до западной части залива, либо в пределах зон поперечных разломов (см. рис. 42, б). Исследование механизма землетрясений, очаги которых расположены вдоль зоны поперечных разломов, позволило Л. Сайксу установить, что разломы являются трансформирующими, типа «хребет — хребет», здесь происходит разрастание площади коры между двумя осевыми зонами хребта.

В настоящее время установлено, что трансформирующие разломы Аденского залива не имеют продолжения на суше. Структурно-тектоническая реконструкция, сделанная в предположении, что материковые плиты раздвигались параллельно зонам этих разломов, дает совмещение до миоценовых структур по обе стороны залива<sup>1</sup> (Laughton, 1966). Данный факт позволяет считать, что эшелонированная структура океанической и субокеанической коры

<sup>1</sup> Полное совмещение древних структур крайне мало вероятно, так как наряду с раздвижением континентальных блоков идет расползание их краев.

Аденского залива начала развиваться с момента раздвигания двух блоков материковой литосферы, т. е. около 25 млн. лет назад. Приведенные данные по структуре Калифорнийского и Аденского регионов свидетельствуют в пользу раздвигания блоков континентальной литосферы и образования между ними океанической коры. Характерная величина такого раздвигания, определяемая по протяженности зон трансформирующих разломов от одного блока континентальной литосферы до другого, порядка сотен километров.

Геологическая история развития коры рифтовых областей океанов, как известно, является предметом научных дискуссий, ибо исследование ее только еще начинается. Океаническая кора в числе многих существенных отличий от континентальной имеет одно весьма яркое, которое находит отражение в аномальном магнитном поле, ею создаваемом. Поле  $\Delta T_a$  над океанами после снятия регионального фона характеризуется регулярным чередованием зон положительных и отрицательных аномалий. Эти зоны получают наиболее простую интерпретацию при допущении, что океаническая кора состоит из блоков вещества, по магнитным свойствам близкого к основному и (или) ультраосновному, т. е. блоки чередуются по намагниченности, прямой и обратной относительно современного магнитного поля Земли. Кроме того, в пределах каждого отдельного мегаблока океанической литосферы установлена симметрия поля  $\Delta T_a$  относительно оси океанического рифтового хребта (см. рис. 44).

В 1963 г. Ф. Вайн и Д. Мэттьюз выдвинули гипотезу, что прямая и обратная намагниченность есть результат формирования океанической коры в магнитном поле Земли, вектор которого испытывает в течение геологического времени многократную инверсию; рождение океанической коры происходит в рифтовой впадине; вновь образованная кора, застывая, приобретает остаточную намагниченность, вектор которой и свидетельствует о направленности магнитного поля. Недавно рожденная океаническая кора раскалывается и раздвигается в обе стороны, а на месте ее образования происходит рождение новой коры. Поэтому современное аномальное магнитное поле, обусловленное океанической корой, можно рассматривать как своеобразную геохронологическую шкалу (рис. 46).

Сильной стороной гипотезы является простота объяснения симметрии поля  $\Delta T_a$  относительно осевой рифтовой впадины или, принимая во внимание Восточно-Тихоокеанское поднятие, где осевую впадину выделить трудно, относительно оси мантийного астеносферного «вздутия». Все дальнейшие исследования аномального магнитного поля океанов подтвердили его симметрию в пределах каждого мегаблока литосферы относительно оси подводного поднятия. В частности, симметричный характер поля  $\Delta T_a$  установлен в результате площадной съемки Евразийской котловины Арктического бассейна, где осью симметрии является рифтовая долина хребта Гаккеля (Деменцкая, 1967; Карасик, 1968). На основании

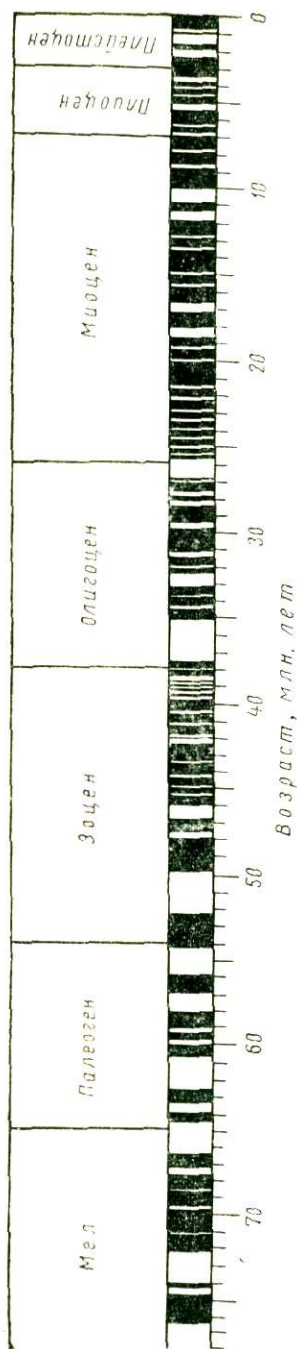


Рис. 46. Геохронологическая шкала, составленная по магнитным данным (по Heirtzler, 1968).

магнитных данных в 1968 г. была составлена карта возраста коры в различных районах дна Мирового океана (см. рис. 41).

Гипотеза образования в осевой зоне рифтового поднятия океанической коры, до 1969 г. базировавшаяся в основном на геомагнитных данных, получила подтверждение в результате бурения дна Атлантического и Тихого океанов, так как возраст осадков увеличивается в обе стороны от оси поднятия океанического дна. При этом возраст пород, определенный калий-аргоновым методом, совпал с прогнозным, полученным по аномальному магнитному полю (ошибка около 10%)<sup>1</sup>. Хотя в результате бурения дна были отобраны лишь пробы осадочных пород, максимальный возраст которых близок к 40 млн. лет, сам факт соответствия возраста, полученного двумя независимыми методами, имеет принципиальное значение: он превращает гипотезу разрастания коры от оси поднятия в научный факт и делает анализ характера аномального магнитного поля океанов геохронологическим методом.

Имеющиеся данные о поле  $\Delta T_a$  Мирового океана позволяют предполагать, что максимальный возраст океанической коры близок к 200 млн. лет и наиболее древняя океаническая кора должна находиться с приазиатской стороны Тихого океана и у континентального подножия Атлантического океана.

Продолжительность происходящих в настоящее время активных глубинных процессов в мантии, приводящих к рифтогенезу и преимущественно горизонтальным перемещениям литосфе-

<sup>1</sup> Сообщение А. П. Лисина, принимавшего участие в американских исследованиях, на симпозиуме по истории развития Мирового океана в Москве (декабрь, 1969).

ры, в континентальных рифтовых зонах не более десятков миллионов лет, а в океанических зонах, как правило, более 100 млн. лет.

Рифтогенез всегда связан с поднятием поверхности астеносферного слоя, разрастанием астеносферного свода, который определяет генерализованный рельеф поверхности литосферы в рифтовых зонах как континентальных, так и океанических.

Рифтообразование, т. е. образование разрывов и раздвигание блоков литосферы, при значительных подвижках мегаблоков литосферы есть не что иное, как мобилизм. Перемещение литосферы является следствием течений в астеносфере, которые в свою очередь обусловлены глубинным мантийным процессом. Конкретные формы рифтообразования в пределах литосферы зависят от многих причин и в первую очередь от интенсивности и длительности растекания астеносферного потока. Насколько можно судить по геологическому возрасту современных рифтовых областей, продолжительность этого глубинного процесса порядка первых сотен миллионов лет, что соизмеримо с длительностью геотектонического цикла.

### ГЛУБИННАЯ ДИНАМИКА РИФТООБРАЗОВАНИЯ

Любая гипотеза механизма рифтогенеза должна объяснять происхождение основных структурных форм рифтовых зон, таких как сводовое поднятие, центральная впадина, параллельная этой впадине система хребтов и опусканий, трансформирующие разломы, а также наиболее характерные геофизические признаки — специфику сейсмичности, аномалии теплового потока, силы тяжести и магнитного поля. На первой стадии анализа механики образования характерных рифтовых форм коры не будем останавливаться на процессах, протекающих в нижней мантии Земли, а рассмотрим только литосферу и астеносферу как замкнутую систему<sup>1</sup>.

В результате простого растяжения коры сводовое поднятие не может образовать центральную рифтовую впадину, поскольку в этом случае ширина разрыва может быть не более первых сотен метров, тогда как характерное сечение рифтовой впадины не менее нескольких километров (Зорин, 1966). Естественное объяснение получает образование свода — подъем кровли и растекание астеносферы, что может быть вызвано проникновением в астеносферу более легких масс снизу. Все рифтовые зоны на дне океана характеризуются общим сводовым подвятием амплитудой до 2 км и сечением не менее нескольких сотен километров.

Учитывая medianное положение рифтовых зон и увеличение мощности осадочного чехла в направлении континентов, рельеф

---

<sup>1</sup> Закономерности планового положения и развития рифтовых и геосинклинальных зон на поверхности Земли определенно указывают на единый глубинный процесс, протекающий в недрах нашей планеты, вплоть до ее ядра.

коренных пород на дне Атлантического океана в сечении представляет единый пологий свод шириной до 4000 км и средним углом наклона около 3'. На континенте сводовое поднятие рифтовых участков литосферы также происходит, хотя в ряде случаев купол не выражен столь явно, как на дне океана. Механизм континентальных и океанических рифтовых сводовых поднятий принципиально одинаковый — воздымание и растекание астеносферы (Ушаков, Красс, 1969). Однако один и тот же глубинный процесс может проявляться качественно различно в зависимости от соотношения линейных размеров  $L$  блоков литосферы и сечения астеносферного «горба»  $L_1$ . Характерный линейный размер литосферных блоков, как правило, превышает толщину литосферы. Следовательно, для континентов, особенно платформенных областей,  $L$  составляет первые сотни километров, тогда как для океанической литосферы, особенно в областях развитого рифтогенеза, — на порядок меньше. Поэтому в континентальных рифтовых областях, в начальной стадии развития, свод может быть выражен не очень четко, так как линейный размер литосферных блоков  $L$  соизмерим с сечением поднимающегося «горба»  $L_1$ . Для океанических областей  $L \ll L_1$  и, следовательно, свод выражен более явно.

Процесс воздымания «горба» естественно связывать с растеканием вещества астеносферы в обе стороны от оси поднятия. Именно такой расходящийся поток приводит к образованию центральной рифтовой впадины с линейным сечением до нескольких десятков километров, которая не может быть обусловлена простым расколом литосферы на вершине свода. Возникновение свода, даже при отсутствии астеносферного потока, может вызвать разрыв литосферы, что следует из оценки

$$\sigma_{xx} \sim \rho gh \left( \frac{L_1}{H} \right)^2, \quad (\text{VII.1})$$

где  $\sigma_{xx}$  — растягивающее напряжение;  $h$  — высота свода;  $L_1$  — линейное сечение свода;  $H$  — толщина литосферы. Даже при  $h \sim 10^4$  см,  $L_1 \sim (2-3) \cdot 10^7$  см,  $H \sim 5 \cdot 10^6$  см растягивающие напряжения могут достигать  $10^2$  кг/см<sup>2</sup>, что превышает предел прочности горных пород на разрыв. Астеносферный поток может существенно расширить образовавшуюся трещину, если он будет создавать в литосфере напряжения на отрыв и скол не менее  $10^2$  кг/см<sup>2</sup>, так как литосферные блоки необходимо не только раздвигать, но и гофрировать по периферии свода там, где литосфера не вовлечена в движение или ее горизонтальное перемещение происходит в другом направлении.

Необходимая скорость астеносферного потока оценивается по формуле

$$v \sim \frac{H H_1 (\sigma_{xx})_{\text{кр}}}{L_1 \eta}, \quad (\text{VII.2})$$

где  $H$  и  $H_1$  — толщина соответственно литосферы и астеносферы;  $\eta$  — вязкость астеносферы;  $(\sigma_{xx})_{кр}$  — критическое значение горизонтальных напряжений. При  $H \sim 10^7$  см,  $(\sigma_{xx})_{кр} \sim 10^2$  кг/см<sup>2</sup>,  $\eta \sim 10^{19} - 10^{20}$  пз скорость течения астеносферы, необходимая для создания на континенте «гофра», составляет 1—10 м/год; такая цифра является приемлемой.

На чисто механический эффект, обусловленный возникновением свода и растеканием астеносферы, а именно растрескивание литосферы и перемещение ее отдельных блоков накладывается сильное термическое воздействие. Возникновение свода астеносферы связано с подъемом более нагретого вещества и его растеканием в стороны под центральной частью рифтовой зоны<sup>1</sup>. Поэтому именно здесь происходят основные разрывы литосферы и максимальное выделение тепла, что приводит к перестройке литосферы в центральной части свода. По мере расширения литосферная трещина в соответствии с законом Паскаля заполняется снизу веществом астеносферы, которое в процессе подъема вверх и выделения воды претерпевает качественные химические изменения и образует океаническую кору.

Астеносферный свод в силу относительно небольшой вязкости материала испытывает латеральную экспансию. Если бы не было процесса «подпитки», то период релаксации «горба» с  $L_1 \sim 10^8$  см,  $\eta = 10^{19} - 10^{20}$  пз,  $H_1 = 10^7$  см составил бы не более десятков тысяч лет. За это время амплитуда его уменьшится в  $e$  раз и во столько же раз увеличится его линейное сечение, а средний угол наклона уменьшится приблизительно в 10 раз.

При ширине «горба» несколько тысяч километров плиты континентальной литосферы могли бы соскальзывать по сравнительно маловязкому астеносферному слою, если бы они плавали в виде отдельных айсбергов. В предположении, что блок континентальной литосферы не испытывает никакого другого сопротивления, кроме сил вязкого трения, скорость его перемещения вниз по астеносферному склону оценивается формулой

$$v \sim \frac{\rho g H H_1 \alpha}{\eta}, \quad (\text{VII.3})$$

где  $\alpha$  — угол склона. При  $\alpha$  порядка первых минут скорость сползания могла бы достигать нескольких десятков сантиметров в год. Однако такая схема сильно идеализирована, поскольку не учитывает сплошности литосферы по всей Земле. Иными словами, при своем движении блок континентальной литосферы должен наезжать на более тонкую океаническую литосферу и подминать ее по принципу «торошения». Как уже было отмечено, таким передовым фронтом «торошения» при горизонтальном перемещении литосфе-

<sup>1</sup> Интересный опыт моделирования глубинного механизма, приводящего к образованию рифтовых впадин, был проведен Р. Фрондом (Fronde, 1966). В эксперименте использовалась полость сжатия, из которой субстрат (аналог астеносферы) выжимается вверх, вызывая горизонтальное течение.

ры являются островные дуги, где нарушения изобарии коры в гряде и впадине близки  $10^3 \text{ кг/см}^2$ .

Простое гравитационное сползание континентов в астеносферную потенциальную яму может обусловить вертикальную нагрузку «торошения»

$$\sigma_{yy} \sim \rho g \alpha \frac{HL}{H_2} \left( \frac{H_2}{L} \right)^2, \quad (\text{VII.4})$$

где  $H_2$  — толщина океанической литосферы. При указанных ранее величинах углов склона и даже при  $H_2$ , в два раза меньшем, чем  $H$ ,  $\sigma_{yy}$  получается до  $10 \text{ кг/см}^2$ , что на два порядка меньше существующей величины. Необходимая для создания островных дуг скорость астеносферного потока, несущего на себе литосферные блоки, может быть оценена по формуле (VII.2); причем  $(\sigma_{xx})_{\text{кр}} \sim 5 \times 10^3 - 10^4 \text{ кг/см}^2$ ,  $L_1 \sim 10^8 - 10^9 \text{ см}$ ,  $\eta \sim 10^{20} - 10^{21} \text{ нз}$ , скорость в астеносфере должна быть около  $1 - 10 \text{ м/год}$ . Горизонтальные перемещения блоков литосферы во многом зависят от сколов и (или) погружения литосферы в областях астеносферных ям. Длительное (порядка десятков и первых сотен миллионов лет) существование направленного потока в астеносфере невозможно без генерирующего его процесса, который протекает в глубоких недрах Земли, вплоть до ядра.

Характерным признаком мировой рифтовой системы является наличие трансформирующих разломов, которые, как показано Т. Вильсоном, отличаются от обычных разломов постепенным изменением расстояния между осевыми впадинами рифтовых хребтов. Такой процесс может быть объяснен перемещением восходящего астеносферного потока: если в сравнительно маловязком астеносферном слое вектор скорости перемещения оси описывает непрерывную траекторию, то в относительно жесткой коре эта траектория фиксируется дискретно, изменением границ мегаблоков литосферы (Ушаков, Красс, 1969). Скорость раздвигания в пределах каждого мегаблока зависит от изменения положения и скорости восходящего астеносферного потока, а также реологических свойств литосферы и астеносферы. При образовании рифтовой впадины астеносферный поток, растаскивающий литосферу, гофрирует ее, вероятно, вследствие уменьшения своей скорости по мере удаления от осевой части и изменения реологических свойств в горизонтальном направлении.

Оценка периода релаксации «гофра», т. е. характерных форм рельефа дна в пределах рифтовых поднятий, производится по формуле

$$T \sim \frac{\eta}{\rho g L}, \quad (\text{VII.5})$$

<sup>1</sup>  $(\sigma_{xx})_{\text{кр}} \sim \left( \frac{L_2}{H} \right)^2 \sigma_{yy}$ ; здесь  $L$  — характерная полуширина островной дуги, равная примерно  $100 - 150 \text{ км}$ ,  $H \sim 50 \text{ км}$  (мощность литосферы) и  $\sigma_{yy} \sim 1000 \text{ кг/см}^2$ ;  $\eta$  астеносферы в районе дуг выше, чем в области рифтогенеза.

где  $L$  — характерная полуширина отдельного блока литосферы, составляющего элемент «гофра». При  $\eta \sim 10^{19}$  нз и мощности астеносферы 200—300 км период релаксации отдельных хребтов зависит от их характерной ширины и при  $L \sim 50—100$  км измеряется столетиями. Мелкомасштабные формы рельефа с характерным размером  $L$  в первые километры даже при чисто вязкой релаксации могут существовать десятки и сотни тысяч лет; из-за жесткости литосферы этот период в действительности еще больше. Скорость вертикальных движений  $v_z$  дна в пределах центральной части океанических рифтовых хребтов зависит от градиента скорости астеносферного потока, реологических свойств астеносферы и литосферы, а также характерных размеров структурных форм. В отдельных случаях  $v_z$  может достигать нескольких десятков сантиметров в год. Следствием быстрого изменения основных форм рельефа поверхности коры в рифтовых зонах является значительная крутизна склонов отдельных хребтов, например, в пределах Средне-Атлантического — до 20—30°.

Рассмотренный выше механизм основывается на факте существования крупномасштабных астеносферных вздутий и опусканий. Такие образования могут иметь длительный период существования (порядка десятков и сотен миллионов лет) лишь при условии, что они подпитываются глубинными источниками. В этом случае в астеносфере должны иметь место субгоризонтальные потоки, которые и переносят на себе вышележащие литосферные плиты, как континентальные, так и океанические.

Гипотеза астеносферных потоков позволяет достаточно просто объяснить факты, говорящие в пользу горизонтальных перемещений литосферы. К ним относятся как давно известные, так и новые данные, установленные в последние годы:

1) полная корреляция по изобате 1700 м краев Европейского и Африканского континентов, с одной стороны, и Американских — с другой;

2) палеоклиматические особенности, в частности распространение древних разновозрастных материковых оледенений в пределах континентов, в том числе находящихся сейчас в приэкваториальной зоне;

3) распространение в докезойское время одинаковой флоры и фауны в пределах современных материков, которые, как предполагается, раньше составляли единый материк;

4) палеомагнитные данные, позволяющие реконструировать праматерики в геологическом прошлом;

5) несогласное срезание океанами континентальных геологических структур, хорошо совпадающих при мобилистских реконструкциях;

6) среднее положение рифтовой оси относительно Атлантического и Индийского океанов;

7) симметрия аномального магнитного поля, обусловленного строением дна океанов относительно рифтовой оси;

8) установление скорости раздвигания дна океана по характеру аномального магнитного поля, подтвержденное данными бурения;

9) доказательство по морфоструктурным и геомагнитным данным раскрытия Калифорнийского и Аденского заливов.

По поводу основных возражений против дрейфа континентов можно заметить следующее. Близкие средние величины тепловых потоков под континентами и океанами свидетельствуют о том, что источником выделяемого тепла является не столько земная кора, сколько более глубокие недра Земли, поэтому довод о необходимости удвоения  $q$  при дрейфе континентов является несостоятельным. Большая глубинность геосинклинальных процессов, которая являлась основным аргументом возражения, выдвинутого Н. С. Шатским, в настоящее время объясняется предлагаемым механизмом погружения литосферных плит.

## VIII. ПРОБЛЕМЫ ГЛУБИННОЙ ДИНАМИКИ

### ЛИТОСФЕРА, АСТЕНОСФЕРА И ТЕКТОНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Литосфера — верхняя оболочка тела нашей планеты — включает кору и верхние, наиболее холодные, слои мантии. К основным реологическим свойствам, характеризующим поведение литосферы при длительных геотектонических процессах, относятся, как было показано выше, эффективная вязкость и длительная прочность. По сравнению с астеносферной оболочкой мантии Земли материал литосферы существенно более хрупок. Это определяется сравнительно низкой температурой литосферы.

Гидростатическое давление в литосфере относительно невелико и, как показывают экспериментальные данные изучения реологических параметров (Бриджмен, 1955), эффект температуры преобладает над эффектом всестороннего сжатия. В результате значительного вертикального градиента температуры в литосфере происходит сравнительно быстрое изменение реологических свойств по глубине. Если верхним слоям литосферы присущи хрупкость, относительная жесткость и определенная длительная прочность, то с нарастанием глубины все более проявляются вязкие свойства, обусловленные ползучестью.

Вещество астеносферы, насколько можно судить по вертикальному выравниванию коры в областях материковых оледенений, не обладает сколько-нибудь заметным пределом на сдвиг, по крайней мере для процессов с периодом  $T \sim 10^2 - 10^3$  лет. Температурный градиент в астеносфере меньше, чем в литосфере, однако он существенно влияет на изменение механических свойств материала астеносферы и в первую очередь — эффективной вязкости. Как свидетельствуют результаты экспериментальных исследований поведения вещества в условиях высоких давлений и температур,

астеносфера является тем слоем, в котором эффект давления начинает преобладать над эффектом температуры; по этой причине в нижних слоях астеносферы вязкость возрастает.

Существование различных структурных областей на поверхности Земли свидетельствует о неоднородности литосферы и астеносферы как по механическим свойствам, так и по толщине. Граница между литосферой и астеносферой не устанавливается достаточно четко; как правило, она размазана переходным слоем толщиной в десятки километров. В среднем, под платформенными областями континентов мощность литосферы близка к 100 км (отклонения от этой цифры могут составлять первые десятки километров); толщина астеносферы, как показывают сейсмологические данные и анализ гляциостатических движений, 100—150 км. В рифтовых областях, особенно в океанических, кровля астеносферы значительно ближе к поверхности Земли, чем в платформенных. Так, под Байкальской рифтовой впадиной астеносфера начинается с глубины 30—40 км (Зорин, 1969), а в центральной зоне Средне-Атлантического хребта и особенно Восточно-Тихоокеанского поднятия — с глубины примерно 10—20 км от уровня океана и 5—15 км от его дна (Isacks и др., 1968). Мантийный слой, характеризующийся граничными скоростями сейсмических волн  $v_T \sim 7,5$  км/сек, обычно называют «коро-мантийным» или слоем Кука; но в данном случае понижение скоростей сейсмических волн может быть обусловлено не столько пониженной плотностью, сколько изменением реологических свойств (уменьшением упругости и вязкости). Возможно, что под развитыми рифтовыми впадинами литосфера представляет собой только собственно кору, и переход от последней к астеносфере выражен достаточно четко. Таким образом, переход от платформенного режима к активизации литосферы и рифтообразованию связан с приближением кровли астеносферы к дневной поверхности.

Литосферу и астеносферу можно рассматривать как некоторую механическую систему. Она не обладает значительными (в глобальном масштабе) энергетическими флуктуациями в силу небольшой по отношению к радиусу Земли толщины входящих в нее слоев, и, следовательно, в ней не может находиться источник глобальных по масштабу тектонических движений. Запасы энергии этой системы в основном складываются из радиоактивных элементов и потенциальной энергии плотностных неоднородностей. Однако в силу относительно малой мощности собственные энергетические флуктуации в пределах такой системы могут приводить лишь к локальным механическим эффектам, т. е. создавать мелкомасштабный фон с характерным размером возмущенной области в первые десятки километров, который накладывается на основной глобальный процесс развития.

Литосфера играет в основном роль пассивной оболочки, и ее собственная динамика — динамика вещества в поле силы тяжести. Как было показано на примере зон перехода от континента к

океанам атлантического типа, такая пассивная динамика становится определяющей там, где влияние более глубинного процесса мало или практически отсутствует. Другим примером пассивной динамики является проседание отдельных корневых и бескорневых подводных вулканических гор, приводящее к образованию гайотов. При отсутствии корней кинематика поверхности цилиндрического поднятия описывается формулой

$$\xi(r, t) = a \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\rho g R_0 t}{2\eta u}\right) J_1(u) J_0(\beta u) du, \quad (\text{VIII.1})$$

где  $a$  — высота первоначального возмущения;  $R$  — его радиус,  $\eta$  — вязкость астеносферы;  $J_1$ ,  $J_0$  и  $\beta$  — см. выше.

Для корневых образований опускание поверхности обусловлено расползанием корней, и в приближении для вязкой жидкости процесс опускания описывается формулой (Красс, 1970)

$$\xi(\beta, \tau) = \begin{cases} \frac{1}{|\alpha(\tau)|^2} \left\{ 1 - \left[ \frac{\beta}{\alpha(\tau)} \right]^{n+1} \right\}^{\frac{1}{n+2}}, & \beta \leq \alpha(\tau), \\ 0, & \beta > \alpha(\tau); \end{cases} \quad (\text{VIII.2})$$

$$\alpha(\tau) = \left[ \left( \frac{z}{z-1} \right)^{\frac{n+1}{n}} \left( \frac{n+1}{n+2} \right)^{\frac{1}{n}} \frac{3n+5}{2n+1} \tau + 1 \right]^{\frac{n}{n+5}},$$

где  $n$  — показатель степени в реологической связи (смысл остальных величин см. VI. 2). При отсутствии корней опускание гайотов приводит к образованию характерной вогнутой к центру формы рельефа, при растекании корней — пологая поверхность, угол наклона которой постепенно увеличивается от центра к краю (рис. 47).

Пассивным процессом, где литосфера играет лишь роль передающей пластины, является динамика областей недавних и современных материковых оледенений: временные характеристики такого процесса обусловлены в основном размерами возмущенной области, мощностью и вязкостью астеносферного слоя.

Как отмечалось выше, в силу сравнительно небольшой длительной прочности кора не может долго удерживать нагрузку величиной выше  $10 \text{ кГ/см}^2$ , приложенную на площади с характерным линейным размером  $L \sim 50-100 \text{ км}$ . Вследствие малой длительной прочности в самой коре могут длительно существовать лишь сравнительно мелкомасштабные некомпенсированные аномальные массы. В астеносфере плотностные неоднородности релаксируют достаточно быстро, начиная с линейных размеров в первые десятки километров (см. рис. 24). Фазовые переходы вещества могут обусловить плотностные флуктуации, которые могут оставаться в ней достаточно долго — примерно  $10^6$  лет, только когда их размеры не

превышают самых первых километров. На поверхности гравитационное влияние таких аномальных масс незначительно.

Вязкая прокладка — астеносфера в верхнем слое мантии Земли играет роль демпфера возможных энергоемких возмущений со стороны слоя «С». Действительно, если часть подошвы слоя вязкой жидкости (область линейного размера  $L$ ) поднимается (или погружается) с некоторой скоростью  $v_z$ , то амплитуда возмущения на поверхности оценивается по формуле

$$h \sim \frac{v_z L^2 \eta}{\rho g H^3} \quad (\text{VIII.3})$$

При  $v_z \sim 1-10$  см/год,  $\eta \sim (3-5) \cdot 10^{20}$  нз,  $L \sim 1000$  км получим  $h$  порядка единиц или первых десятков метров. Кроме того, как отмечает Е. В. Артюшков (1967), подъем подошвы астеносферы с переменной по величине скоростью может вызывать лишь колебания коры с весьма незначительной амплитудой.

Основные динамические процессы нижней мантии проявляются на поверхности Земли в существенно демпфированном виде: астеносферный слой и длительная прочность литосферы лимитируют амплитуду возмущения коры, а следовательно, и характерный рельеф поверхности.

Как установлено из анализа гляционизостатической динамики, по своему местоположению астеносфера в первом приближении совпадает с волноводом Гутенберга, поэтому о ее границах можно судить на основании сейсмологических данных. Реологическая характеристика вещества литосферы и астеносферы, как показывают эксперименты с горными породами (Белоусов, Гзовский, 1964), достаточно уве-

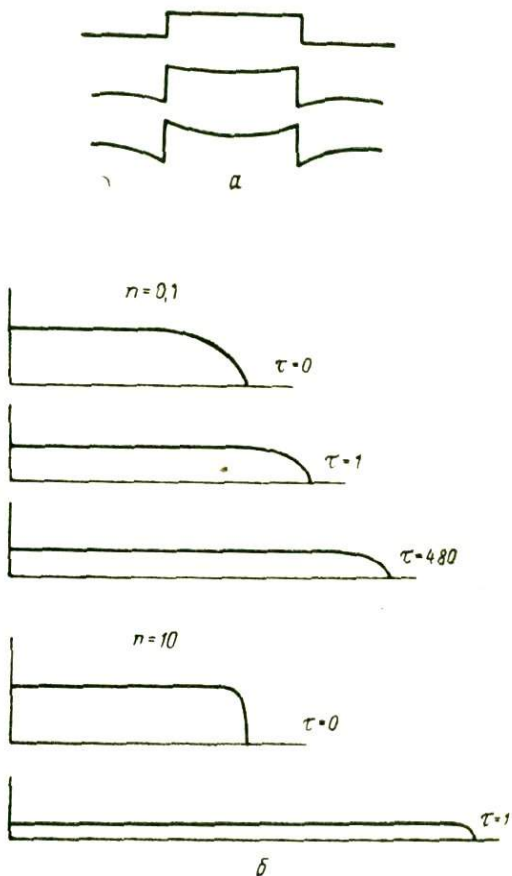


Рис. 47. Характер изменения рельефа.  $a$  — некомпенсированное поднятие;  $b$  — скомпенсированное поднятие (ввиду симметрии относительно центра показано полусечение).

ренно может быть описана уравнением Максвелла. На короткопериодные возмущения тело Максвелла реагирует как упругое, а на длиннопериодные — как вязкое. Вследствие этого в литосфере в течение значительного времени (до 100 лет) могут накапливаться напряжения, которые при достижении известного предела упруго разряжаются; именно таким в настоящее время представляется механизм землетрясений.

Энергия, освобожденная в очагах землетрясений, является одним из показателей, характеризующих длительную прочность и предел литосферы на сдвиг. Под платформами на глубине свыше 100 км, т. е. в астеносфере, очагов землетрясений не наблюдается. Это еще раз свидетельствует об отсутствии у ее вещества сколько-нибудь заметной сдвиговой прочности. Известно, что сейсмическая энергия, выделяемая за год в пределах рифтовой системы, на два порядка меньше, чем в геосинклинальной.

Литосфера и астеносфера по распределению плотностей в целом представляют собой устойчивую систему. Кора более легкая, чем мантия. В свою очередь литосферная мантия не тяжелее материала астеносферы (Магницкий, 1965). В настоящее время не установлено полигонального в плане ячеистого рельефа, характерного для развития инверсии плотностей в случае конвективной неустойчивости. Именно это позволяет полагать, что механизм базификации, который реализуется только при условии конвективной неустойчивости коры и верхней мантии, крайне мало вероятен.

Литосфера и астеносфера могут быть вовлечены в глобальные движения только динамикой глубоких недр, т. е. участвовать в таком процессе опосредованно, давая побочные эффекты в виде фазовых переходов, проплавлений и других более мелкомасштабных флюктуаций, развивающихся преимущественно в зонах контакта литосферных блоков, которые фиксируются глубинными разломами, рассекающими хрупкие верхние слои литосферы, и преобладанием пластичного течения в нижних (Пейве, Синицин, 1950). Многообразие поверхностных структур Земли обусловлено различием реологических свойств и условий реализации в системе «литосфера—астеносфера» единого глубинного механизма, приводящего к образованию в литосфере двух взаимосвязанных глобальных типов областей современной тектонической активности — рифтогенеза и геосинклиналей.

### МЕХАНИКА ГЛУБОКИХ НЕДР И ТЕКТОГЕНЕЗ

Конкретный анализ тектонической истории материков позволяет выделить в ней несколько этапов. Первый этап — катархейский (от 3,5 до 2,7 млрд. лет назад). Катархейские породы представлены метаморфизованными основными разностями, лавами и туфами. По мнению В. Е. Хаина (1964), это свидетельствует в пользу отсутствия в то время материково-платформенных участков. Последние начали развиваться во время второго — архейского этапа

(от 2,7 до 1,9 млрд. лет назад), но были малоустойчивыми и подвергались дроблению на отдельные глыбы. В конце архейского времени имели место массовая гранитизация и увеличение размеров материковых платформ. Новое дробление платформ и заложение геосинклинальных поясов произошло в начале протерозойского этапа развития Земли (от 1,9 до 1,3 млрд. лет назад), причем процесс дробления повторялся также и в середине этапа — примерно 1,6 млрд. лет назад.

Основные контуры материковых плит наметились к началу четвертого — байкальского этапа (1,3—0,6 млрд. лет назад). Вплоть до настоящего времени площадь этих плит последовательно и циклически увеличивалась за счет присоединения участков, прошедших геосинклинальную стадию развития. Несогласия, наблюдаемые в разрезах отложений, образованных в байкальское время, а также фазы метаморфизма и гранитизации этих пород позволяют разделить весь этап на три цикла, каждый продолжительностью около 200 млн. лет.

Последний — пятый этап развития Земли известен геологам намного лучше, чем предшествующие. Он также делится на три цикла — каледонский, герцинский и альпийский, начало которых в разных местах относится к 600—540, 440—400 и 250—180 млн. лет. По мере приближения к настоящему времени сокращались площади геосинклинальных поясов, но в начале каждого цикла происходило некоторое расширение геосинклиналей вследствие вовлечения окраин платформ в интенсивное погружение (Ханин, 1964).

Таким образом, вслед за Н. С. Шатским и В. Е. Ханним можно принять, что тектоническое развитие коры материков шло поэтапно и вместе с тем циклически. Наиболее крупные этапы или мегациклы характеризуются продолжительностью примерно 600 млн. лет, циклы первого ранга 150—200 млн. лет, второго — около 40 млн. лет. Эти циклы имеют планетарное значение, но в пределах различных регионов земного шара начало последующего и конец предыдущего могут не совпадать. Сдвиг временных границ соизмерим с продолжительностью цикла более низкого ранга. Этот факт достаточно четко установлен на большом фактическом материале при составлении тектонической карты Евразии (Яншин и др., 1967).

Об истории тектонического развития океанической коры в настоящее время нет единого и достаточно убедительно аргументированного мнения. Представляется, что современная океаническая кора образована сравнительно недавно; самые древние ее участки сформировались не более первых сотен миллионов лет назад, а самые молодые рождаются в настоящее время в центральных рифтовых впадинах океанических хребтов.

Если вслед за Г. Менардом принять, что трансгрессии и регрессии моря на континентах есть следствие развития рифтового свода на дне океанов, то кардинальные этапы развития глубинных геотектонических процессов под дном океана должны быть запечат-

лены на материках в виде различных осадочных фаций. Как показывает сравнение, сделанное Д. П. Найдным, в течение последних 200 млн. лет основные трансгрессии и регрессии происходили на Американском и Евразийском материках практически одновременно. В этот период было, по крайней мере, по две трансгрессии и регрессии, каждая продолжительностью около 50 млн. лет. Кривые наступания и отступания моря на континентальную сушу несимметричны во времени: наступание происходит в 3—4 раза медленнее, чем отступление. Представляется, что наиболее существенной причиной таких наступаний воды на сушу является развитие широких куполовидных поднятий дна в океанических рифтовых областях, а причиной отступаний — преобладающее для всей Земли опускание таких поднятий. Иными словами, периоды трансгрессий соответствуют наибольшей глубинной тектонической активности океанических рифтовых областей, регрессии — наименьшей.

Длительность геотектонического процесса определяется такими параметрами, как глубина его источника (всестороннее давление), объем и энергоемкость вещества, вовлеченного в этот процесс. Реакции в условиях большого всестороннего сжатия происходят по принципу диффузионного перемещения частиц; при этом, чем больше всестороннее давление, тем меньше скорость диффузии. Следовательно, чем глубже расположен источник процесса, тем медленнее при прочих равных условиях он развивается. Однако более глубокие процессы захватывают большие объемы вещества и более обширные области в верхних оболочках Земли.

Таким образом, при исследовании глобальных тектонических перемещений литосферы необходимо искать единый глубинный механизм развития.

В настоящее время предлагаемые глубинные механизмы движений литосферы допускают существование в верхней мантии направленных потоков. Одна гипотеза отличается от другой в основном реализацией механизмов, обуславливающих эти потоки. Существующие представления о движущих глубинных силах можно разделить в самом общем виде на два типа: гипотезы тепловой и гипотезы гравитационной конвекции. И в том и в другом случае предполагается, что эти процессы протекают в ядре и мантии Земли.

Как полагали Дж. Берналл и Ф. Веннинг-Мейнес, именно тепловые конвективные ячеи с радиусом в первые тысячи километров являются причиной образования и развития как областей рифтогенеза, так и геосинклиналей.

Перепад температур, необходимый для поддержания тепловой конвекции, при отсутствии сверхadiaбатического градиента плотности, оценивается по формуле (Ландау, Лифшиц, 1953)

$$\Delta T \gg \frac{1,7 \cdot 10^3 \gamma \eta}{\beta \rho g H^3}, \quad (\text{VIII.4})$$

где  $\beta$  — коэффициент теплового расширения;  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности;  $H$  — толщина слоя, в котором происходит конвекция;  $\rho$  — плотность слоя. Конвективные ячеи могут иметь место в однородном по свойствам слое.

Если принять во внимание неоднородности Земли как по плотности, так и по реологическим свойствам, существование ячеек, захватывающих всю мантию, представляется маловероятным; даже отклонение плотности от адиабатического распределения всего на 1% увеличивает необходимый для конвекции перепад температур на 1000° С. В верхней мантии из-за наличия сверхадиабатического градиента плотности и резкого различия реологических свойств тепловая конвекция невозможна. Насколько можно судить по сейсмологическим данным, нижняя мантия представляется более или менее однородной. Если допустить, что нижняя мантия характеризуется  $\eta \approx 10^{16}$  пз (Жарков, 1960),  $H \sim 2000$  км,  $\beta = 10^{-5}$ ,  $\kappa = 10^{-2}$ ,  $\rho \approx 6$  г/см<sup>3</sup>, то  $\Delta T$  будет всего порядка долей градуса. Однако предположение о столь малой вязкости вещества нижней мантии не обоснованно. В условиях большого всестороннего сжатия вязкость на глубинах свыше 1000 км составляет скорее всего не менее  $10^{25}$ — $10^{27}$  пз. В этом случае оценка по формуле (VIII. 4) дает перепад температур уже как минимум в десятки тысяч градусов. Такая величина явно противоречит имеющимся данным о возможной температуре в недрах Земли.

Гипотеза Р. Ван-Беммелена предполагает механизм мегаундаций, т. е. крупных подъемов более легких масс из нижней мантии Земли. По сути дела, мегаундации представляют собой гравитационную конвекцию, возникающую из-за плотностной неустойчивости в нижней мантии или субъядре. Согласно этой гипотезе огромный поднимающийся снизу штамп действует на верхнюю мантию таким образом, что субгоризонтальное перетекание в некотором ее слое вызывает перемещение континентов. В свете последних фактических данных о перемещениях литосферы сама идея возникновения мантийного поднятия и субгоризонтальных несущих потоков представляется конструктивной, однако Р. Ван-Беммелен ограничился лишь качественными построениями.

Некоторые аспекты проблемы гравитационной конвекции были рассмотрены Е. В. Артюшковым (1968). Предполагается, что на границе нижней мантии — субъядро имеет место фазовый переход в жидкое состояние с повышением плотности твердого силиката — металлогена. Более плотное жидкое вещество образует внешнее ядро. Вещества, более тяжелые, чем жидкий силикат, тонут в нем, опускаясь в ядро, более легкие — всплывают и располагаются у подошвы нижней мантии. В результате обогащения нижних слоев мантии легким материалом и создаются условия для развития инверсии плотностей. Возникает движение, при котором легкий материал поднимается, а на его место сверху поступает более тяжелый, т. е. происходит гравитационная конвекция. Таким образом, идет непрерывная дифференциация вещества нижней ман-

тии с увеличением ядра и верхней мантии, а сама нижняя мантия периодически переворачивается. При этом в верхней мантии вещество значительно смещается, что сопровождается повышением сейсмичности и движением земной коры.

Поднятие легкого материала из нижней мантии в верхнюю предполагается автором этой гипотезы возможным в виде отдельных капель размером 10—100 км. Суммарная работа гравитационной конвекции, производимая за один геотектонический цикл в 200 млн. лет, оценивается примерно в  $3 \cdot 10^{35}$  эрг, что составляет около 20% от потери энергии Землей в виде теплового потока за тот же период.

Гипотезам, связанным с гравитационной конвекцией в нижней мантии, присущ общий недостаток: отсутствие или слабая обоснованность геотектонических циклов. В частности, в последней гипотезе цикличность просто привлекается как исходная предпосылка для оценок и построений. И еще один факт заслуживает специального обсуждения: вся энергия гравитационной конвекции, которая рассматривается как основной механизм, преобразующий Землю, составляет всего  $\frac{1}{5}$  часть от энергии, теряемой посредством теплового потока. Такое сопоставление приводит к естественному предположению, что все-таки существенным фактором является глубинная термодинамика. Кроме того, при условии чисто механической инверсии плотностей в мантии Земли на ее поверхности должна была бы иметь место характерная ячеистая структура выхода наверх легкого материала. Расстояния между куполами в этом случае были бы соизмеримы с толщиной легкого слоя, т. е. не превышали бы первых сотен километров. В действительности зонам современной тектонической активности (рифту и геосинклинали) присуща большая линейная протяженность (около 80 тыс. км каждая) и сравнительная узость (не более первых сотен километров). Поэтому в настоящее время гравитационная дифференциация материала нижней мантии может играть существенную роль в переносе вещества лишь при наличии ослабленных или расплавленных мантийных зон. По геологическим данным, зоны тектонической активности мигрируют по поверхности планеты; такая миграция невозможна без перемещения ослабленных зон в мантии.

\* \*  
\*

Уже в настоящее время перед человечеством с исключительной остротой встает проблема детального изучения недр нашей планеты в связи с интенсивным использованием полезных ископаемых и постепенным истощением самых верхних слоев земной коры. Целенаправленность поиска ископаемых невозможна без общетеоретических достижений наук о Земле.

Одним из наиболее актуальных и очень слабо развитых направлений является механика недр Земли, формирующая струк-

турные элементы коры и лик нашей планеты. Основные проблемы этого направления — изучение реологических свойств материала глубоких недр на основании природных процессов; экспериментальные исследования теплофизических параметров и состояния различных материалов, слагающих недра Земли, при высоких давлениях и температуре; анализ и построение моделей механизмов, формирующих основные структуры — конкретные участки геосинклинальных и рифтовых зон, области их наложения и т. п.; разработка общей динамической и термической модели глобального развития Земли.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Артемьев М. Е. Изостатические аномалии силы тяжести и некоторые вопросы их геологического истолкования. М., изд-во «Наука», 1966.
- Артюшков Е. В. Об установлении изостатического равновесия земной коры. Изв. АН СССР, серия «Физика Земли», 1967, № 1.
- Артюшков Е. В. Образование конвективных деформаций в слаболитифицированных осадочных породах. Изв. АН СССР, серия геол., 1965, № 12.
- Артюшков Е. В. Гравитационная конвекция в недрах Земли. Изв. АН СССР, серия «Физика Земли», 1968, № 7.
- Архангельский А. Д. Геология и гравиметрия. М.—Л. — Новосибирск, Гос. научно-техн.-горно-геол. нефт. изд-во, 1933.
- Белоусов В. В. Земная кора и верхняя мантия океанов. М., изд-во «Наука», 1968.
- Белоусов В. В., Гзовский М. В. Экспериментальная тектоника. М., изд-во «Недра», 1964.
- Бриджмен П. В. Исследования больших пластических деформаций и разрывов. М., изд-во иностр. лит., 1955.
- Ван Бюрен Х. Дефекты в кристаллах. М., изд-во иностр. лит., 1962.
- Вегенер А. Происхождение материков и океанов. М., Гос. изд-во, 1925.
- Вялов С. С. и др. Прочность и ползучесть мерзлых грунтов и расчеты ледогрунтовых сооружений. М., изд-во АН СССР, 1962.
- Гайнапов А. Г. Плотностная неоднородность верхней мантии. Изв. АН СССР, серия «Физика Земли», 1966, № 10.
- Гайнапов А. Г., Корякин Е. Д. Геофизические исследования земной коры Атлантического океана. М., изд-во «Недра», 1967.
- Гзовский М. В., Осокина Д. П. Моделирование реологических процессов в твердых телах с поляризационно-оптическим исследованием напряжений. «Коллоидный журнал», 1960, т. 22, № 5.
- Голеницкий С. П. Первые итоги изучения сейсмограмм промышленных взрывов в Прибайкалье. «Геология и геофизика», 1965, № 9.
- Грачев А. Ф. и др. О рифтовой системе в Арктике. Уч. зап. НИИГА, 1967, № 10.
- Григорян С. С. и др. К определению динамического коэффициента вязкости астеносферы. Докл. АН СССР, т. 170, № 2, 1966.
- Деменцкая Р. М. Кора и мантия Земли. М., изд-во «Недра», 1967.
- Джеффрис Г. Земля и ее происхождение, история и строение. М., изд-во иностр. лит., 1960.
- Жарков В. Н. Вязкость недр Земли. Тр. Ин-та физики Земли АН СССР, № 11, 1960.

Живаго А. В. Тектоника и геоморфология дна южной части Индийского океана. МГК, XXI сессия. Докл. сов. геол. М., изд-во АН СССР, 1960.

Живаго А. В. и др. О связи геоморфологии переходной зоны Антарктиды со строением и мощностью земной коры. Докл. АН СССР, 1964, т. 155, № 3.

Жонголович И. Д. Исследования по гравиметрии. Тр. Центр. научно-исслед. ин-та геодезии, аэрофотосъемки и картографии, вып. 68. М., Геодезиздат, 1949.

Знаменский В. В. и др. Геологическая эффективность МРПП при региональных сейсмических исследованиях в восточной части Прикаспийской впадины. «Нефтегазовая геология и геофизика», 1966, № 9.

Зорин Ю. А. К вопросу о механизме образования впадины байкальского типа. «Геология и геофизика», 1966, № 8.

Зорин Ю. А. Изостазия впадины озера Байкал. Изв. АН СССР, серия «Физика Земли», 1969, № 6.

Исаев Е. П. и др. О строении коры различных звеньев Курильской островной дуги. Сб. «Геофизические методы в Арктике», № 5. Л., изд. НИИГА, 1968.

Карасик А. М. Магнитные аномалии хребта Гаккеля и происхождение Евразийского суббассейна Северного Ледовитого океана. Сб. «Геофизические методы в Арктике», № 5. Л., изд. НИИГА, 1968.

Качанов Л. М. Теория ползучести. М., Физматгиз, 1960.

Кенлейн В. Геометрическая структура гравитационного поля Земли. Сб. «Стандартная Земля». М., изд-во «Мир», 1969.

Кожевников И. П. и др. Методика и некоторые результаты комплексного геологического картирования закрытой солянокупольной территории Северного Прикаспия. Тр. II симпозиума по соляной тектонике. Чернигов, 1966.

Краасс М. С. Количественное исследование некоторых задач о формировании структур земной коры. Дисс. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. МГУ, 1969.

Краасс М. С. и др. О реологических свойствах тектоносферы. «Геология и геофизика», 1969, № 6.

Краасс М. С., Ушаков С. А. Некоторые эффекты гляциоизостатической динамики в периферийной зоне областей материковых оледенений. Изв. АН СССР, серия «Физика Земли», 1969, № 1.

Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехтеоретиздат, 1953.

Логачев Н. А. Осадочные и вулканогенные формации Байкальской рифтовой зоны. Сб. «Байкальский рифт». М., изд-во «Наука», 1968.

Люстих Е. Н. Геологический смысл различных методов вычисления аномалий силы тяжести. Тр. Ин-та теор. геофизики, т. 3. М., 1947.

Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли. М., изд-во «Недра», 1965.

Менард Г. У. Геология дна Тихого океана. М., изд-во «Мир», 1966.

Милаповский Е. Е. Основные типы рифтовых зон материков. Вестник МГУ, сер. геолог., 1970, № 2.

Неволин Н. В. Общие черты глубинного геологического строения Западного Казахстана. М., изд-во «Недра», 1965.

Одинг Н. А. Теория дислокаций в металлах и ее применение. М., изд-во АН СССР, 1959.

Пейве А. В., Синицин В. М. Некоторые основные вопросы учения о геосинклиналях. Изв. АН СССР, серия геол., 1950, № 4.

Рейнер М. Деформация и течение. М., Гостоптехиздат, 1963.

Рейнер М. Реология. М., изд-во «Наука», 1965.

Розенберг В. П. Ползучесть металлов. М., изд-во «Металлургия», 1967.

Соловьев Б. А. Особенности солянокупольной тектоники в районе среднего течения р. Урал. «Геотектоника», 1966, № 3.

Солоненко В. П. Сейсмоструктоника и современное структурное развитие Байкальской рифтовой зоны. Сб. «Байкальский рифт». М., изд-во «Наука», 1968.

Страхов Н. М. Основы исторической геологии. Ч. I и II. М., Госгеолиздат, 1948.

Субботин С. И. и др. Мантия Земли и тектогенез. Киев, изд-во «Наукова Думка», 1968.

Ушаков С. А. Геофизические исследования строения земной коры в Восточной Антарктиде. М., изд-во АН СССР, 1963.

Ушаков С. А., Грикуров Г. Э. К проблеме структуры и происхождения дуги Скота. Инф. бюлл. Советской Антарктич. экспедиции, 1968, № 70.

Ушаков С. А., Красс М. С. О глубинной механике в областях рифтогенеза. Вестн. МГУ, серия геол., 1969, № 3.

Ушаков С. А., Красс М. С. Реологическая характеристика и некоторые вопросы динамики тектоносферы. Сб. «Морская геофизика», вып. 2. Рига, 1971.

Ушаков С. А., Лазарев Г. Е. Об изостатическом прогибании земной коры в Антарктиде под тяжестью ледовой нагрузки. Докл. АН СССР, т. 129, № 4, 1959.

Ушаков С. А., Фролов А. И. Изостазия Антарктиды. Докл. АН СССР, т. 160, № 4, 1965.

Федынский В. В. Разведочная геофизика. Изд. 2-е, М., изд-во «Недра», 1964.

Фейнман Р. и др. Лекции по физике. М., изд-во иностр. лит., 1967.

Ханн В. Е. Общая геотектоника. М., изд-во «Недра», 1964.

Хизен Б. и др. Дно Атлантического океана. Ч. I. М., изд-во иностр. лит., 1962.

Эвентов Я. С. Геологическое строение Прикаспийской впадины и ее нефтегазонасыщенность. Межд. геол. конгресс, XXII сессия геол. нефт. М., изд-во «Наука», 1964.

Янишин А. Л. и др. Тектоника Евразии. М., изд-во «Наука», 1967.

Airy S. B. On the computation of the effect of the attraction of the mountain masses as disturbing the apparent astronomical latitude of stations in geodetic surveys. Trans. Roy. Soc., ser. B, v. 145. London, 1855.

Anderson Don L. Recent evidence concerning the Structure and composition of the Earth's Mantle. Physics and Chemistry of the Earth, 1965, v. 6.

Batimetric, magnetic, gravity investigations H. M. S. OVEN 1962—1963. London, Hydrographic Department, Admiralty. Marine Science Publication, 1963, No. 4.

Barrell J. The strength of the earth's crust. J. of Geology, 1914, v. 22, 1915, v. 23.

- Birch F. Density and Composition of Mantle and Core. *J. Geophys. Res.*, 1964, v. 69, No. 20.
- Danés Z. F. Mathematical formation of salt dome dynamics. *Geophysics*, 1964, v. 29, No. 3.
- Dietz R. S. Continent and ocean basin evolution by spreading of the sea floor. *Nature*, 1961, No. 190.
- Elsasser W. M. *Convection and stress propagation in the upper mantle*. Princeton, Princeton University, N. J., 1967, Tech. Rep., No. 5.
- Evison F. F. On the Growth of Continent by Plastic flow under Gravity. *Geophys. J.*, 1960, v. 3.
- Flint R. F. *Glacial and pleistocene geology*. New York—London, 1957.
- Freund R. *Rift valleys*. Geological Survey of Canada. Ottawa, 1966.
- Haskell N. A. The motion of a viscous fluid under a surface load. *Physics*, 1936, v. 6, No. 8; 1935, v. 7, No. 2.
- Haskell N. A. The viscosity of the asthenosphere. *Amer. Sci. J.*, 1937, No. 33.
- Hamilton W., Packizer L. C. *Geologic and crustal crosssection at the United States along the 37-th parallel*. Contrib. Upper. Mantle Proj., 1965.
- Hess H. H. History of the Ocean basins in «*Petrological Studies*», N.—Y., 1962.
- Heezen B. C., Johnson C. L. The South Sandwich Trench. *Deep—Sea Research*, 1965, v. 12.
- Heirtzler J. R. Sea floor spreading. *Sci. Am.* 1968, v. 219, No. 6.
- Honkasalo T. Gravity and Upheaval in Fennoskandia. II symp. of Recent Crustal Movements. Finland, 1965.
- Innes M. V. S., Argun-Weston A. Crustal Uplift of the Canadian Shelf and its Relation to the gravity field. II Symp. of Recent Crustal Movements. Finland, 1965.
- Isacks B., Oliver J., Sakes L. R. Seismology and the New Global Tectonics. *J. Geophys. Res.*, 1968, v. 73, No. 18.
- Laughton A. S. The Gulf of Aden. *Phil. Trans. Roy. Soc. ser. A. No. 259*. London, 1966
- Le Pichon X. Sea floor spreading and continental drift. *J. Geophys. Res.*, 1968, v. 73, No. 12.
- Le Pichon X., Hautz R. E., Drake Ch. L., Nafe J. E. Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridges. 1-st. Seismic Refraction Measurement. *J. Geophys. Res.*, 1965, v. 70, No 2.
- McKenzie D. P. The viscosity of the Lower Mantle. *J. Geophys. Res.*, 1966, v. 71, No. 16.
- Menard H. W. Sea floor relie and mantle convection. *Phys. Chem. Earth*, 1965, v. 6.
- Nansen F. *The strandflat and isostasy*. Kristiania, 1922.
- Nabarro F. R. N. Deformation of crystals by the motion of single ions. Report Confer. *Strength Solids*. London, 1948.
- Niskanen E. On the viscosity of the Earth's interior and crust Publ. *Isostatic Inst. Internat. Assoc. Geodesy*, No. 20. Helsinki, 1948.
- Press F., Brace W. F. Earthquake prediction. *Science*, 1966, v. 152.

Ramberg H. Fluid dynamics of layered systems in the field of gravity on theoretical basis for certain global structures and isostatic adjustment. *Physics of the Earth and planetary interiors*, 1968, v. 1, No. 2.

Rayleigh. Investigation on the character of the equilibrium of the incompressible heavy fluid of variable density. *Scientific papers, Cambridge at the University press*, 1900.

Selig F. A theoretical prediction of Salt dome Pattern. *Geophysics*. 1965, v. XXX, No. 4.

Selig F., Wermund E. Families of salt domes in the Gulf Coastal Province. *Geophysics*, 1966, v. XXXI, No. 4.

Seener C. Imperfection in Hearly Perfect Crystals. New York, 1952.

Takeuchi H. Time scales of Isostatic Compensations. *J. of Geophys. Res.*, 1963, v. 68, No. 8.

Talvani M., Le Pichon X., Heirtzler J. R. East Pacific Rise. The Magnetic Pattern and the Fracture Zones Science, 1965, v. 150, No. 3700.

Talvani M., Le Pichon X., Ewing M. Crustal structure of the midoceanic ridges. *J. Geophys. Res.*, 1965, v. 70, No. 9.

Udintsev G. B. Results of upper mantle project studies in the Sudian ocean by the research rassel «Vityaz». Geological Survey of Canada. Ottawa, 1966.

Uffen R. A method of estimating the melting Point gradient in the Earth's mantle. *Trans Am. Geoph. Ann.*, 1962, v. 33, No. 6.

Uschakov S. A. The prinsipale features of earth crust structure in the region of the Skott sea. XIV Ass. SKAR. Oslo, 1970.

Van-Andel T.H., Bowin C.O. Mid-Atlantic ridge between 22° and 23° north latitude and the tectonics of Mid-Ocean rises. *J. Geophys. Res.*, 1964, v. 69, No. 5.

Vening-Meinesz F. A. The determination of the earth's plasticity from the postglacial uplift of Scandinavia. Isostatic adjustment. *Proc. Konink. Ned. Akad. Wet.*, 1937, v. 40, No. 8.

Wilson T. S. Evidence from ocean islands suggesting movement in the earth. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1965.

Worzel J. L. Pendulum gravity measurements at Sea 1936—1959. New York Lamont Geological Observatory Contribution, 1965.

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
Введение . . . . .	5
I. Реологические среды и горные породы . . . . .	7
Общие представления о реологии . . . . .	7
Реологические свойства горных пород . . . . .	14
II. Реологические свойства земных недр, установленные из природных процессов . . . . .	24
Геологическое обоснование гляциозостатических движений . . . . .	24
Глубинная динамика послеледниковых поднятий — доказательство существования астеносферы . . . . .	28
Вязкость литосферы и мезосферы . . . . .	35
III. Физическая природа реологических свойств недр Земли . . . . .	44
Существующие представления о физической природе вязкости земных недр . . . . .	44
Физическая природа вязкости астеносферы и мезосферы . . . . .	46
Физическая природа вязкости литосферы . . . . .	49
IV. Редукции и аномалии силы тяжести . . . . .	51
Редукции силы тяжести . . . . .	51
Характер установления равновесия и источники региональных аномалий силы тяжести платформенных областей . . . . .	61
V. Конвективная неустойчивость и ее проявления в тектонике . . . . .	72
Общие положения развития конвективной неустойчивости . . . . .	72
Основные закономерности роста соляных куполов . . . . .	80
Проблема неустойчивости в верхней мантии . . . . .	90
VI. Зоны перехода от континентов к океанам . . . . .	95
Зоны атлантического (пассивного) типа . . . . .	96
Тихоокеанская переходная зона . . . . .	104
VII. Мировая рифтовая система . . . . .	118
Геофизические признаки и особенности глубинного строения . . . . .	118
Пространственное положение и развитие областей рифтогенеза . . . . .	127
Глубинная динамика рифтообразования . . . . .	137
VIII. Проблемы глубинной динамики . . . . .	142
Литосфера, астеносфера и тектонические процессы . . . . .	142
Механика глубоких недр и тектогенез . . . . .	146
Список литературы . . . . .	152

*Сергей Александрович Ушаков*

*Максим Семенович Красс*

**Сила тяжести и вопросы механики  
недр Земли**

Редактор издательства *В. Н. Никитина*

Корректор *К. И. Савенкова*

Технический редактор *А. Г. Иванова*

Сдано в набор 4/XI 1972 г.

Подписано в печать 8/VI 1972 г.

T-14120 Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub> Бумага № 2

Печ. л. 10,25 с вкл. Уч.-изд. л. 10,30

Тираж 1700 экз. Заказ № 633/3718-3

Цена 1 р. 03 к.

Издательство «Недра». 103633,  
Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19.

Московская типография № 6

Главполиграфпрома

Комитета по печати при Совете

Министров СССР.

Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

## В ИЗДАТЕЛЬСТВЕ «НЕДРА» ГОТОВЯТСЯ К ПЕЧАТИ И ВЫЙДУТ В СВЕТ НОВЫЕ КНИГИ

**ВОЛЬВОВСКИЙ И. С.** Сейсмические исследования земной коры в пределах территории СССР. 17 л. 1 р. 86 к.

В книге рассмотрены результаты сейсмических исследований земной коры с детальным анализом методики полевых наблюдений и интерпретации материалов. Охарактеризованы геолого-геофизические параметры разрезов земной коры, дано возможное объяснение природы глубинных границ. Детально рассмотрена структура земной коры в пределах территории СССР с целью ее типизации и выявления закономерностей распределения полезных ископаемых.

Книга рассчитана на широкий круг геологов и геофизиков.

\* \* \*

**ГАЛИМОВ Э. М.** Изотопы углерода в нефтегазовой геологии. 20 л. 2 р. 04 к.

В книге обобщен, систематизирован и проанализирован большой фактический материал по изотопии углерода различных продуктивных образований (осадочных и метаморфических карбонатных пород, вторичных кальцитов, конкреций и др.). Показано значение изучения изотопного состава углерода для выделения генетических типов нефтей, для выявления природы газопроявлений, для решения фундаментальных вопросов геологии (источники углерода в мантии, состав древней атмосферы, происхождение алмазов).

Книга предназначена широкому кругу геологов, геофизиков и геохимиков, занимающихся вопросами применения изотопов углерода.

\* \* \*

**Подземная геофизика.** 25 л. 2 р. 85 к. Авт.: **ТАРХОВ А. Г., БОНДАРЕНКО В. М., КОВАЛЕНКО В. Ф.** и др.

В монографии обобщен материал, отражающий современное состояние проблемы изучения геофизическими методами массивов горных пород в околоскважинном и околовыработочном пространстве. Цель изучения — выявление рудных тел, карстовых пустот, трещин, обводненных зон, знание расположения которых важно для прове-

дения горно-эксплуатационных работ. Особое внимание уделено новым методам — радиоволновому просвечиванию и методу подземной регистрации космического излучения.

Монография рассчитана на геологов, геофизиков и разработчиков месторождений твердых полезных ископаемых.

**Саваренский Е. Ф. СЕЙСМИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ.** 20 л. 2 р. 29 к.

В монографии изложены основные сведения, необходимые для понимания физико-теоретических основ распространения сейсмических волн. Основная задача книги состоит в разъяснении явлений, связанных с распространением, отражением, преломлением и возникновением сейсмических волн. В ней приведены материалы, позволяющие оценить интенсивность и характер волн в различных сейсмогеологических условиях.

Книга рассчитана на широкий круг инженеров сейсморазведчиков и сейсмологов.

*Издательство «НЕДРА»*

Гр. 03 к.

405

4

ИДРА-1972