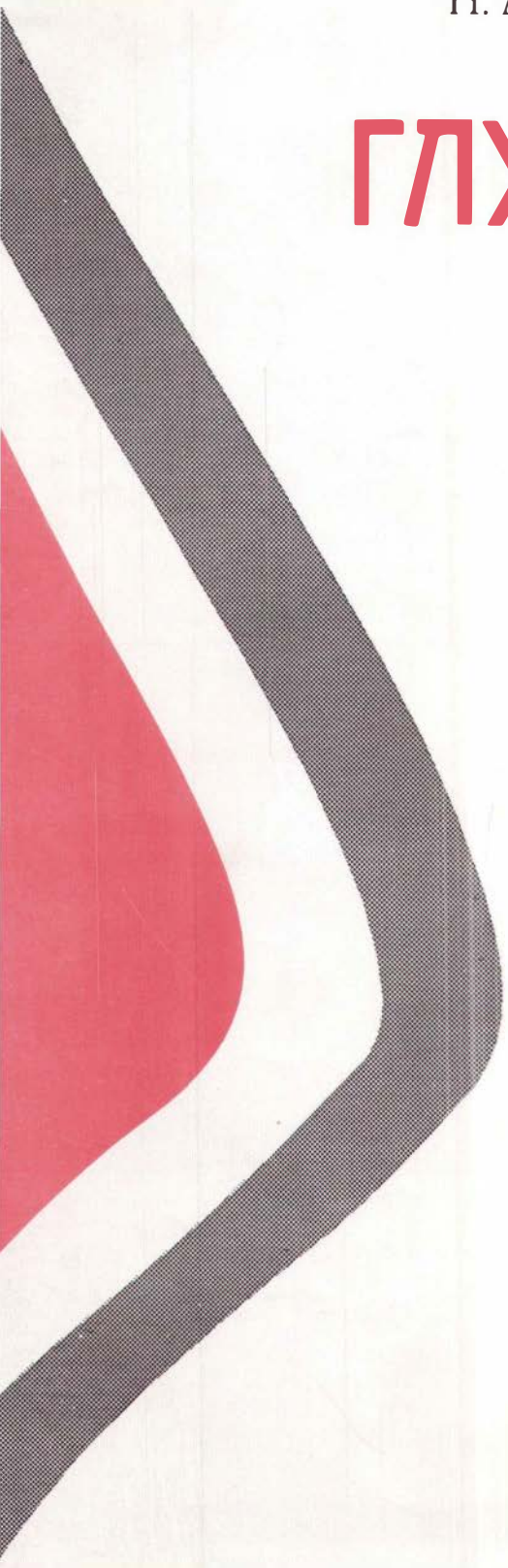
Н. Л. Добрецов, А. Г. Кирдяшкин

ГЛУБИННАЯ ГЕОДИНАМИКА



НОВОСИБИРСК
1994

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ, ГЕОФИЗИКИ И МИНЕРАЛОГИИ

ТРУДЫ, ВЫПУСК 830

RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES
SIBERIAN BRANCH

UNITED INSTITUTE OF GEOLOGY, GEOPHYSICS AND MINERALOGY

TRANSACTION, ISSUE 830

N.L. Dobretsov, A.G. Kirdyashkin

DEEP-LEVEL GEODYNAMICS

Published by Siberian Branch
of the Russian Academy of Sciences
SPC UIGGM SB RAS

NOVOSIBIRSK 1994

Н.Л. Добрецов, А.Г. Кирдяшкин

ГЛУБИННАЯ ГЕОДИНАМИКА

Издательство Сибирского отделения
Российской Академии наук
НИЦ ОИГГМ СО РАН

НОВОСИБИРСК 1994

УДК 551.243.8
Д556

Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Глубинная геодинамика / РАН, Сиб. отд-ние, Объед. ин-т геологии, геофизики и минералогии. Новосибирск: НИЦ ОИГГМ СО РАН, 1994. 299 с.

ISBN 5-7623-0951-7

В книге представлены взаимосвязанные общей целью разделы: основы геодинамического моделирования; результаты геодинамического моделирования и их приложения, вышолненные авторами; имеющиеся данные о динамике геологических и геофизических процессов и, как следствие, постановки задач в области геодинамики.

Большое внимание уделяется изучению теплообмена и геодинамики при тепловой гравитационной конвекции в верхней и нижней мантии Земли, возникновению и динамике плюмов в мантии, устойчивости геодинамических процессов. Последовательно рассмотрены теплофизические модели процессов спрединга, рифтинга, субдукции, в частности, модель аккреционного клина как главного регулятора зон субдукции.

Для специалистов и студентов (геохимиков, геологов, геофизиков и физиков), занимающихся изучением геодинамических процессов и связанных с ними процессами конвективного теплообмена.

There are parts of the book connected by a common aim: basis for geodynamic modeling, results of geodynamic modelling and their application by the authors; review of the data on dynamics of geological and geophysical processes, and formulation of geodynamic problems. Most attention is paid to study of heat exchange and geodynamics under heat gravitational convection in the upper and lower Earth's mantle, origination and dynamics of heat plumes in mantle, and to stability of geodynamic processes. Thermophysical models for spreading, rifting and subduction processes were considered, particularly the model of accretionary wedge as a main regulator of subduction zones.

The book is useful for specialists and students of geochemistry, geology, geophysics and physics, studying geodynamic processes and related convective exchange processes.

Рецензенты
А.Н. Черепанов, В.Н. Шарапов

ISBN 5-7623-0951-7

Добрецов Н.Л.,
Кирдяшкин А.Г.,
1994

Предисловие

Эта книга является первой попыткой обобщения нового материала по геодинамике в целом и особенно по глубинной геодинамике, экспериментально и теоретически изученного авторами и накопившегося за последние годы как в русской, так и в зарубежной литературе. В работе использован также курс лекций, прочитанный студентам геолого-геофизического факультета НГУ в 1992-1994 гг.

Уже само название "глубинная геодинамика" говорит о том, что главное внимание будет уделено подкоровым процессам, происходящим на границе литосфера–астеносфера в активных зонах Земли, на границе верхняя–нижняя мантия и нижняя мантия–ядро. У нас в стране опубликованы две подробные работы по геодинамике – "Введение в геодинамику" [Зоненшайн, Савостин, 1979] и "Палеогеодинамика" [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а], причем только в последней частично рассмотрены вопросы, обсуждаемые в нашей книге. В ней же рекомендуется определение геодинамики как "науки о глубинных силах и процессах, возникающих в результате эволюции Земли, как планеты, и обусловливающих движение масс вещества и энергии внутри Земли и в ее верхних оболочках... Термин геодинамика используется в широком смысле и включает как общую, или глубинную геодинамику, так и частную геодинамику, построенную на основе тектоники литосферных плит" [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а, с.3].

В работе Л.П. Зоненшайна и М.И. Кузьмина [1993а], а также в ряде их статей [Зоненшайн, Кузьмин, 1983, 1993б; Zonenshain et al., 1991] на основе обобщения геологических и геохимических данных предлагается двухуровневая модель тектонического строения и развития Земли: а) тектоника литосферных плит отражает движение плит, ответственных за закрытие и открытие океанов и образование складчатых поясов и гор, и связана с активностью верхней мантии (прежде всего астеносферы); б) тектоника горячих полей позволяет судить об эволюции глубинных оболочек (прежде всего о поднятии плюмов от границы ядро–мантия) и объясняет общую направленность и цикличность в развитии Земли.

Независимо от этого в ряде статей [Добрецов, Кирдяшкин, 1991, 1993; Добрецов и др., 1993; Dobretsov, Kirdyashkin, 1992, 1993, 1994] с использованием петрологического материала, экспериментального и численного моделирования авторы обосновывают модель двухслойной (или двухуровневой) конвекции в мантии с одновременным активным влиянием мантийных плюмов трех уровней, поднимающихся от границ ядро–мантия, нижняя–верхняя мантия и субдуктируемой плиты в верхней мантии.

Аналогичные модели в последние годы развивают и некоторые зарубежные авторы. В частности, в специальном выпуске J. Geol. Soc. Japan, 1994, N1, в ряде

статей [Maruyama, 1994; Fukao et al., 1994] обосновывается "новая парадигма" на строение, эволюцию и геодинамику Земли и планет земной группы, сочетающая тектонику плит и тектонику плюмов. Как видно из этих работ, тектоника горячих полей, развиваемая Л.П. Зонеишайном и М.И. Кузьминым с 1983 г., заменена (без всяких ссылок) на тектонику плюмов, вслед за многими зарубежными работами о мантийных плюмах и суперплюмах [Morgan, 1971; O'Nions et al., 1979; Larson, 1991; Cazenave, Thoraval, 1994; и др.]

Сопоставляя результаты наших работ и данные публикации Л.П. Зонеишайна и М.И. Кузьмина, основанные на разной фактологической базе, видим, что основные выводы совпадают или дополняют друг друга и могут быть сформулированы в виде следующих тезисов, доложенных Н.Л. Добрецовым и М.И. Кузьминым на I Международном симпозиуме, посвященном памяти Л.П. Зонеишайна, проходившем в Звенигороде в октябре 1993 г.

1. Геологические, геохимические и экспериментальные данные подтверждают модель двухслойной мантийной конвекции в комбинации с двухэтажными мантийными плюмами.

2. Тектоника плит ограничивается верхними оболочками Земли и связана с конвективными течениями в астеносфере, с сильным влиянием процессов субдукции, которые коррелируются с нисходящими потоками в нижней мантии.

3. Тектоника плюмов (горячих полей) отражает процессы в нижней мантии и связана с восходящими потоками и (или) мантийными плюмами, которые генерируются на границе ядро–мантия и в дальнейшем трансформируются на границе верхняя–нижняя мантия.

4. Экспериментальное и численное моделирование показывает возможность тепловой гравитационной природы мантийных плюмов с коротким (< 5 млн лет) периодом их подъема к поверхности, обосновывает условия их стабильности, коррелируемые с геологическими наблюдениями.

Но изложение материала в данной книге не сводится только к обоснованию этих тезисов. Преследуя и учебную цель, мы постараемся изложить основы физического моделирования и его использования при решении ключевых задач геодинамики, таких как строение и механизм образования срединно-океанических хребтов (СОХ), динамика зон субдукции, двухслойная конвекция в верхней и нижней мантии, возможные модели и параметры мантийных плюмов. Первая глава, вводная, кратко систематизирует основные сведения о строении и развитии Земли.

Чтобы подчеркнуть значение обсуждаемых вопросов, приведем оценку приоритетов в науках о твердой Земле, выполненную Академией наук США [Wyllie et.al., 1993] (см. таблицу).

Приоритеты исследований в науках о твердой Земле
[Wyllie et al., 1993]

Высший приоритет	Высокий приоритет
A-1. Глобальные изменения природной среды и биоты (2 %)	
а) последние 2,5 млн лет	б) последние 150 млн лет в) до последних 150 млн лет
A-2. Глобальные геохимические и биогеохнмические циклы (4 %)	
а) биохимия и эволюция породных циклов	б) модель взаимодействия между циклами в) воздействие геохимических циклов на современный мир
A-3. Флюиды внутри Земли и на поверхности (2 %)	
а) флюидное давление и состав флюидов в коре	б) флюидный поток в осадочных бассейнах в) микробиологическое влияние на химизм флюидов
A-4. Динамика коры в океанах и континентах (19 %)	
а) активные коровые деформации	б) выявление эволюции коры в) зависимость рельефа от климата, тектоники, гидрологин
A-5. Динамика ядра и мантии (5 %)	
а) мантийная конвекция	б) природа границы ядро–мантия в) происхождение и вариации магнитного поля
B. Найти необходимые природные ресурсы (53 %)	
а) национальная вода необходимого качества	б) исследование осадочных бассейнов в) термодинамика и кинематика взаимодействия вода–порода г) стратегии разработки энергетических и минеральных ресурсов
C. Предсказать геологические катастрофы (4 %)	
а) определить и охарактеризовать районы сейсмических катастроф	б) то же, районов крупных оползней в) то же, потенциальных вулканических катастроф
D. Минимизировать эффекты глобальных природных изменений (11 %)	
а) очистка загрязненных подземных вод микробиохимическими методами	б) захоронение токсичных и радиоактивных отходов в) геохимия и здоровье человека

(A-D) – названия общих направлений и тем высшего (а) и высокого (б,в) приоритета. В скобках дан примерный процент ассигнований на исследования федеральными агентствами США в 1990-1993 гг.

Из таблицы видно, что из фундаментальных исследований (А-1 – А-4) приоритет (24 из 32 % ассигнований) имеют геодинамические (А-4 и А-5), а внутри них исследование активных коровых деформаций, выяснение эволюции коры, изучение мантийной конвекции и природы границы ядро–мантия, которые как раз и стали предметом обсуждения настоящей книги. Другие фундаментальные исследования (флюидное давление и состав флюидов в коре, модели взаимодействия гео- и биогеохимических циклов и др.) примыкают к исследованию геодинамических проблем. Не менее важно и то, что без их решения невозможно решить и прикладные приоритетные проблемы, такие как происхождение осадочных (в том числе нефтегазовых) бассейнов, определение стратегии разработки энергетических и минеральных ресурсов, предсказание районов сейсмических и других природных катастроф.

Аналогичные оценки сделаны в Японии, Германии и других развитых странах и во многом совпадают с приоритетами, указанными в таблице. К сожалению, в России подобных оценок пока не сделано, хотя известные нам оценки–отклики в институтах Российской Академии наук не противоречат указанным приоритетам.

Предисловие, главы 1 и 5 (разделы 5.1; 5.3–5.7; 5.10; 5.11) написаны Н.Л. Добрецовым, главы 2 и 3 – А.Г. Кирдяшкиным, глава 4 и оставшаяся часть главы 5 – совместно обоими авторами. В проведении экспериментов участвовали также И.Н. Гладков, А.А. Кирдяшкин, в подборе материала и обсуждении книги – члены-корреспонденты РАН Ч.Б. Борукаев и М.И. Кузьмин, а также И.В. Ащепков, Н.А. Берзин, М.М. Буслов.

Авторы искренне признательны всем своим коллегам, принявшим участие в подготовке, обсуждении и создании этой книги, и благодарят также докторов наук В.Н. Шарапова и А.Н. Черепанова за конструктивные замечания.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант N93-05-14021)

Глава 1
Общие сведения о строении и динамике Земли

Эта глава является вводной и дает основные сведения о строении и динамике Земли, включая основные особенности строения ее литосферы, глубинное строение оболочек Земли и пограничные эффекты, геодинамические движения, их масштабы, природа, тектоника плит и ее связь с конвективными течениями в верхней мантии. Приводятся также основные физические параметры, которые используются авторами в модельных расчетах.

1.1. Внутреннее строение Земли и планет земной группы

Земля в Солнечной системе располагается среди планет земной группы между Венерой и Марсом и имеет крупный спутник – Луну, происхождение которого до сих пор дискуссионно. Основные параметры планет земной группы приведены в табл.1.1.

Наиболее важные особенности поверхности Земли – наличие кислородно-азотной атмосферы, гидросферы, континентов "гранитного состава", богатых *Al* и *K*. Вероятно, эти особенности связаны не только с размерами и положением Земли в Солнечной системе, но и с особенностями ее эволюции, в ходе которой на ранних стадиях выделялись гранитоидные (андезит-дацитовые) магмы, богатые водой [Добрецов, 1980; Богатиков и др., 1987]. Наличие атмо- и гидросферы обусловило появление и развитие жизни на Земле, которое в свою очередь способствовало обогащению атмосферы свободным кислородом и развитию окислительных процессов вблизи поверхности.

Геологическое строение поверхности Земли исследовано наиболее подробно в результате целенаправленного географического и геологического изучения в течение более 200 лет. Наиболее крупными элементами поверхности Земли являются континенты и океаны. Последние составляют около 2/3 поверхности планеты.

В структуре континентов выделяются докембрийские кратоны, составляющие около 70 % их площади. Между ними располагаются орогенические (или складчатые, по другой терминологии) пояса, которые в первом приближении разделены по возрасту на палеозойские и мезозойско-кайнозойские (рис.1.1). Широкое распространение в них чешуй офиолитов и голубых сланцев, являющихся реликтами древних океанических и субдукционных комплексов, показывает, что эти пояса имеют аккреционное происхождение, т.е. представляют собой смесь пород древних океанов, островных дуг, микроконтинентов, осадочных террейнов

Таблица 1.1

Планеты Земной группы*

Планета	Среднее расстояние от Солнца, млн км	Период обращения вокруг Солнца, сут.	Экваториальный радиус, км	Период обращения вокруг оси	Масса	Средняя плотность, г/см^3	Доля массы ядра планеты,%	Процент железа в ядре	Главные элементы в целом (в порядке убывания)	Состав атмосферы
				по отношению к Земле						
Меркурий	57,91	87,97	2439	59	0,054	5,45	91	68	Fe,Ni	Нет
Венера**	108,21	224,70	6052	(243,3)	0,815	5,03	35	35	Fe, Si, Mg, O	CO_2 (SO_3, O)
Земля**	149,60	365,26	6378	1,0	1,0	5,517	25	38	Fe, Si, Mg, O, Al	N_2+O_2
(Луна)***	(0,34)	(27,322)	1738	27,32	0,012	3,342	≥5%	(?)	Si,Mg,Fe,O, Al	Нет
Земля+ Луна	Около 150	–	–	–	1,012	4,97	24,9	37,5	Si,Fe,Mg,O, Al	–
Марс	227,94	686,98	3370	1,026	0,107	3,95	Около 15	28	Si, Mg, Fe, O	CO_2 (O, H_2O)

* По данным [Ботт, 1974; Kaula, 1968].

** Для Венеры – попятное движение, для Земли – период вращения 24 часа, момент инерции $0{,}8038 \cdot 10^{45}$.

*** Для Луны расстояние от Земли, вращение вокруг Земли, наличие ядра дискуссионно.

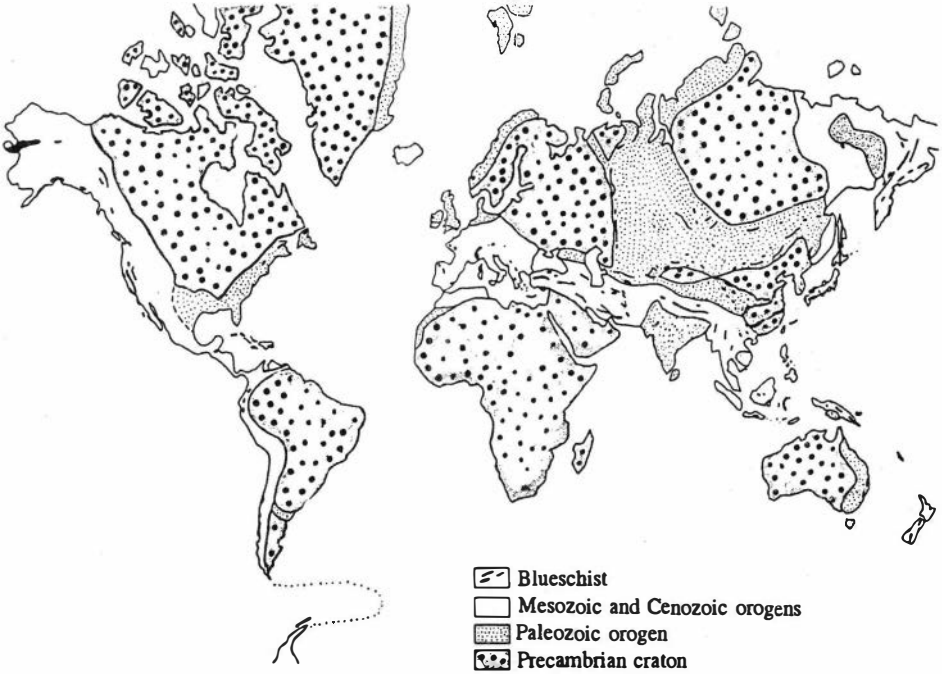


Рис. 1.1. Распространение докембрийских кратонов и фанерозойских орогенических поясов [Maruyama, 1994]. Черные штрихи и линзы в складчатых областях - голубые сланцы и офиолиты. Палеозойские пояса, сформировавшиеся на месте палеозойских палеоокеанов, показаны точечным крапом.

преддуговых и задуговых бассейнов, пассивных окраин, тектонически перемешанных в процессе сближения и столкновений (коллизии) кратонов, островных дуг, симаунтов, микроконтинентов.Эти сложные процессы будут подробнее охарактеризованы ниже. Сейчас важно подчеркнуть, что кроме современных океанов и островных дуг, существовали древние океаны и островные дуги, на месте которых сформировались складчатые пояса.

В составе кратонов выделяются слабо деформированный чехол и кристаллический фундамент, обнажающийся в приподнятых блоках или щитах. В структуре фундамента отмечаются разновозрастные докембрийские складчатые пояса и древнейшие блоки "первичной" коры, так что историю древних океанов и островных дуг можно проследить далеко в древнейшие этапы эволюции Земли, по крайней мере, до рубежа 1,5 млрд лет (по другим оценкам до 3–3,5 млрд лет). Но здесь важнее отметить, что древнейшие блоки (с возрастом более 3 млрд лет) составляют более половины (около 60 %) объема кратонов. Учитывая то, что мощность коры в кратонах (40-50 км) превышает среднюю мощность остальной части континентальной коры (30-35 км) и часть осадков и микроконтинентов (около 30 %) в кратонах и складчатых областях образовались из того же вещества древнейших блоков, можно заключить, что большая часть вещества континентальной коры образовалась в течение первых 1,5 млрд лет эволюции Земли.

(Простейший расчет показывает: объем кратонов равен 73,5 % объема коры, а объем древнейших пород – 52 % объема коры).

По другим оценкам, 80 % или даже весь объем континентальной коры сформировался в раннем докембрии в первые 1,5 млрд лет и затем перераспределился на поверхности Земли [Уайз, 1978; Добрецов, 1980]. Существуют и альтернативные оценки об относительно равномерном выделении кислой островной (=континентальной) коры в течение всего геологического времени.

Структуру ложа океанов начали изучать только в последние 30–40 лет. Оказалось, что кора океанов тонкая (7-15 км) и молодая (моложе 200 млн лет). Ее объем составляет $V_{ок}$ = 33 % объема всей земной коры. Учитывая длительный период образования океанической коры (около 2,5 млрд лет), ясно, что общий объем новообразованной океанической коры в 5-10 раз превышает объем континентальной, но почти вся древняя океаническая кора, согласно механизму субдукции, исчезла в мантии и была преобразована во вторичные расплавы андезитового состава и реститы (см. ниже). Континентальная кора – "консервативный" элемент Земли, сформировавшийся в основной своей части на ранних этапах развития Земли и лишь немного пополнявшийся в более поздние эпохи. Океаническая кора, напротив, – наиболее подвижный, постоянно обновляющийся элемент Земли.

Наиболее важными элементами структуры океанического ложа являются СОХ, представляющие собой дивергентные (расходящиеся) границы литосферных плит. На рис.1.2 показана схема важнейших литосферных плит и дивергентные границы СОХ, расположенные в восточной части Тихого океана (граница Тихоокеанской плиты); в средней части Атлантического океана (границы Южно-Американской и Африканской; Северо-Американской и Евразиатской плит); в Индийском океане (граница Индийско-Австралийской плиты). Конвергентные границы (схождения или поглощения плит) большей частью (кроме Азиатского материка) совпадают с глубоководными желобами, служащими одновременно внешними границами зон субдукции, в которых океаническая плита погружается под островную дугу (как в западной части Тихого океана) или под континент (как в восточной части Тихого океана). Наконец, выделяются трансформные границы плит, в которых одна плита смещается относительно другой по трансформному разлому (сдвигу).

Аналогичная схема приведена на рис.1.3, где дополнительно показаны векторы движения плит, древнейшие участки океанической литосферы с возрастом 95-200 млн лет, а также элементы других важных структур в океанах и под континентами, отражающие наличие мантийных плюмов. Среди них два наиболее важных и крупных плюма (суперплюма) – Тихоокеанский и Африканский – намечены по данным сейсмической томографии в нижней мантии. Важнейшие "горячие точки" (области активного глубинного мантийного магматизма) располагаются внутри или вокруг контура Африканского суперплюма, менее отчетливо тяготеют к внешнему контуру Тихоокеанского плюма.

Понятие о системе двигающихся (вращающихся по поверхности геоида) тонких и твердых литосферных плит – важнейший элемент тектоники плит, или

новой глобальной тектоники. Кинематика и возможные механизмы движения литосферных плит будут обсуждены ниже. Здесь важно отметить, что вязкость литосферных плит отличается от вязкости подстилающей астеносферы на 2-3 порядка. Литосферные плиты включают в себя кору и подстилающую высоковязкую ("твердую") часть верхней мантии. Поэтому их мощность меняется от мощности коры до величины, в 10 раз превышающей ее мощность.

Океанические плиты более тонкие и выдержанные, мощность литосферы в них минимальная (в окрестности оси СОХ 5–7 км) и быстро возрастает до 80 км, оставаясь стабильной (70-80 км) под большей их частью. Мощность континентальных плит меняется от 30-50 км в рифтовых зонах до 250-300 км под древними и холодными кратонами [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]. Средняя мощность континентальных плит принимается 150–200 км, но и эта цифра очень условная [Теркотт, Шуберт, 1985].

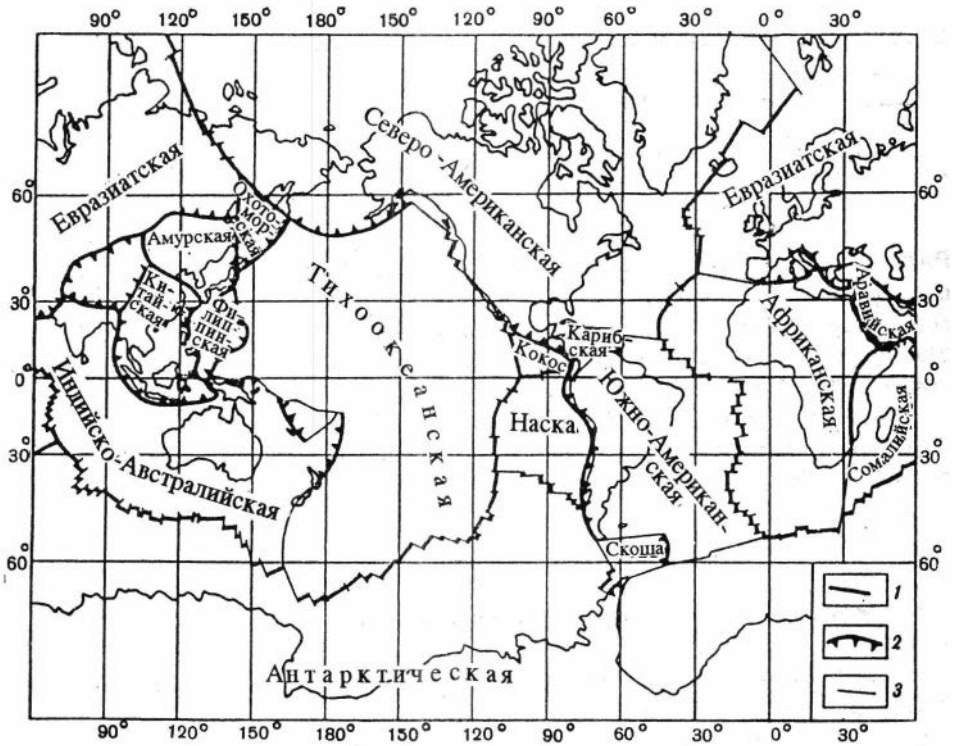


Рис. 1.2. Карта литосферных плит Земли [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]. Границы плит: 1 – дивергентные, 2 – конвергентные, 3 – трансформные.

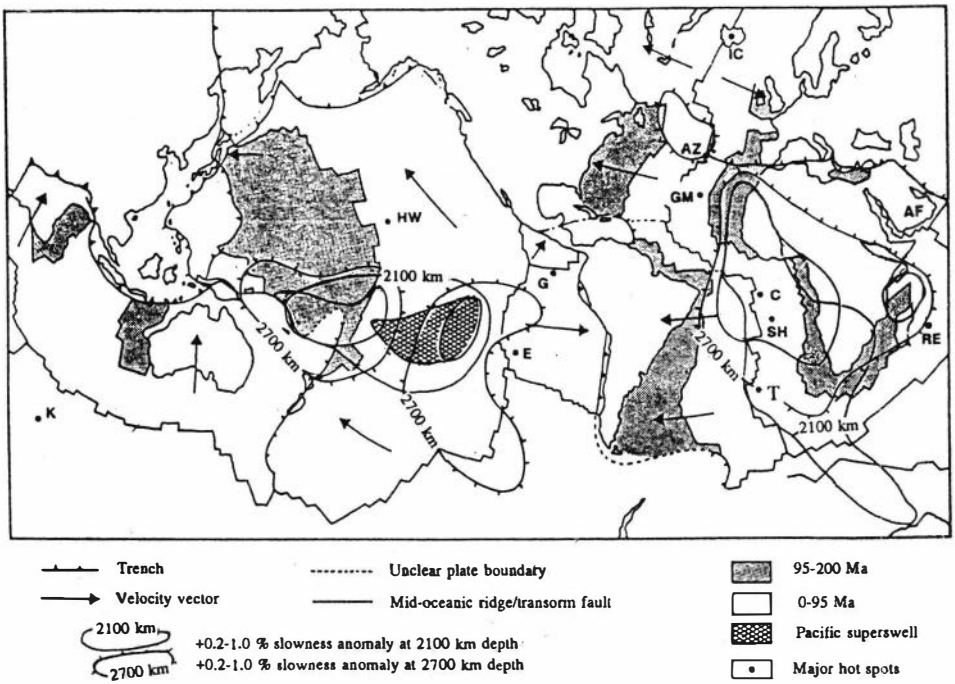


Рис. 1.3. Литосферные плиты с векторами их движения, континентальная часть плит близка к контуру континентов, древняя часть океанических плит (95-200 млн лет) заштрихована. В Тихом океане и в районе Африки приведены изолинии 2100 и 2700 км, показывающие положение Тихоокеанского и Африканского суперплюмов на глубине 2100 и 2700 км по данным сейсмической томографии [Fukao et al., 1994].

Названия горячих точек: IC – Исландия, AZ – Азоры, GM – Большой Метеор, C – Circe, SH – Св. Елена, T – Тристан, AF – Афар, RE – Реюньон, G – Галапагос, E – Вознесения, HW – Гавайи, K – Кергулен.

1.2. Свойства и реология различных слоев Земли

Ниже атмосферно-гидросферной оболочки Земли располагается твердая Земля, которая на основании геофизических (прежде всего сейсмических) данных делится на несколько оболочек, в первом приближении сферически-симметричных (рис.1.4). Вслед за Б. Гутенбергом эти оболочки принято обозначать буквами латинского алфавита (*A*-*G*), хотя большая часть из них получила собственные названия, а положение границ и физическая их природа непрерывно уточнялись в течение последних пятидесяти лет.

A – кора (океаническая – около 10 км, континентальная – около 40 км);

B_1 – литосферная мантия (A+B_1 – литосфера океаническая – около 80 км);

B_2 – астеносфера (на глубинах 80-400 км под океанами или 200-400 км под континентами);

C – переходная зона, до 670 км (B_1+B_2+C – верхняя мантия);

D_1 – нижняя мантия (C+D_1 – мезосфера);

D_2 – переходная зона (до 2900 км);

E – внешнее ядро;

F – переходная зона;

G – внутреннее ядро.

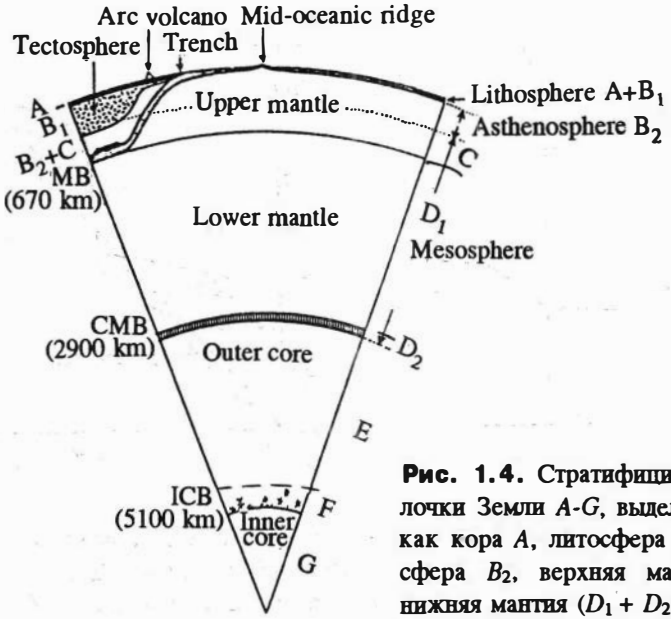


Рис. 1.4. Стратифицированные оболочки Земли *A-G*, выделяемые так же как кора *A*, литосфера $A+B_1$, астеносфера B_2, верхняя мантия ($B + C$), нижняя мантия ($D_1 + D_2$).

Часть границ названных оболочек резкие, в других случаях выделяется переходная зона. Наиболее важными границами являются: поверхность Земли – гидроатмосфера, изменяющаяся по высоте от +8,9 до -11,2 км (±20 км); литосфера и астеносфера, варьирующие по глубине от 5 до 350 км (70-40 км под океанами, 200-100 км под континентами); граница верхней и нижней мантии *MB* (в среднем 670 ± 20 км), граница ядра и мантии *CMB* (2900 ± 20 км).

Природа резких и плавных изменений параметров на границе, а также вариации границ по глубине – важнейшие показатели физических процессов на их границах. К сожалению, многие параметры измерить напрямую невозможно, они вычисляются косвенно из других измеренных, в том числе интегральных параметров. Важнейшими параметрами, измеренными во всех оболочках Земли, являются скорости распространения продольных V_p и поперечных V_s сейсмических волн, зависящие от плотности ρ, модулей всестороннего сжатия K и сдвига G

$$V_p = (K + 4/3G) \cdot \rho^{-1/2}, \quad (1.1)$$

$$V_s = G \cdot \rho^{-1/2}. \quad (1.2)$$

Понижение скорости V_p и V_s в астеносфере (рис.1.5) объясняется понижением вязкости и модулей сдвига G вследствие возрастания температуры или частичного плавления. Поскольку в жидкости $G \to 0$, $V_s \to 0$, то внешнее ядро, где поперечные волны не проходят, считается жидким.

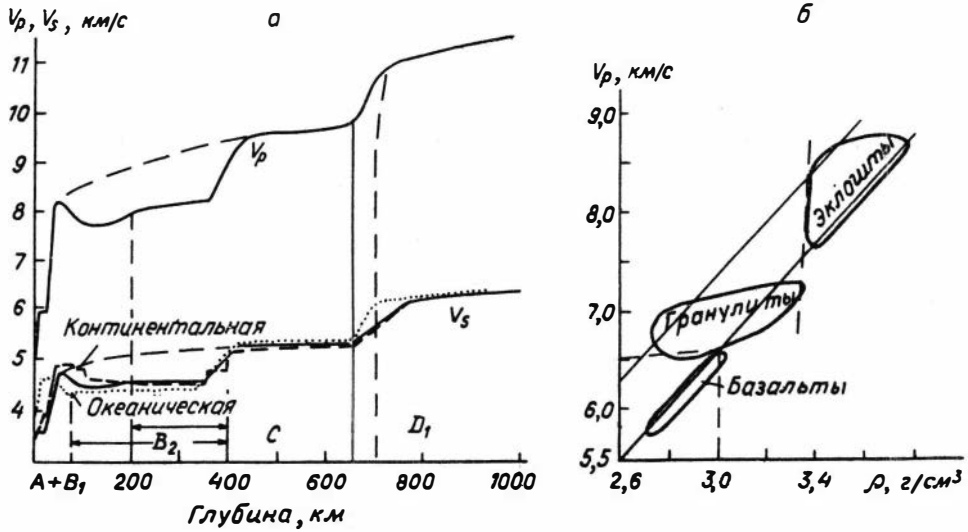


Рис. 1.5. а – распределение скоростей сейсмических волн во внешних оболочках A-D_1 твердой Земли [Ботт, 1974]. Для V_s показано распределение скоростей, среднее под континентами (пунктир) и под океанами (точечный пунктир); **б** – зависимость скорости продольных волн (V_p) от плотности (ρ) базальтов, гранулитов, эклогитов [Manghnami et al., 1974].

Другими сквозными определяемыми параметрами являются сейсмическая добротность Q и электропроводимость Sc (рис.1.6). Добротность Q и электропроводимость Sc (величина, обратная удельному сопротивлению) обнаруживают сильную зависимость от температуры, особенно в нижней части астеносферы B_2, переходной зоне C и верхней части нижней мантии D_1, где таким образом подтверждается наличие высоких градиентов температур. В астеносфере, где температура вследствие конвекции выравнивается, Q и Sc мало меняются с глубиной (см. рис.1.6). В литосфере зависимость более сложная, определяемая фазовыми переходами (точка Кюри при 700 °С, переход гранулита (габбро) в эклогит и другие), наличием или отсутствием флюида и другими факторами.

Любой тип проводимости зависит от температуры

$$Sc = Sc_0 \cdot e^{-E/kT} \quad (1.3)$$

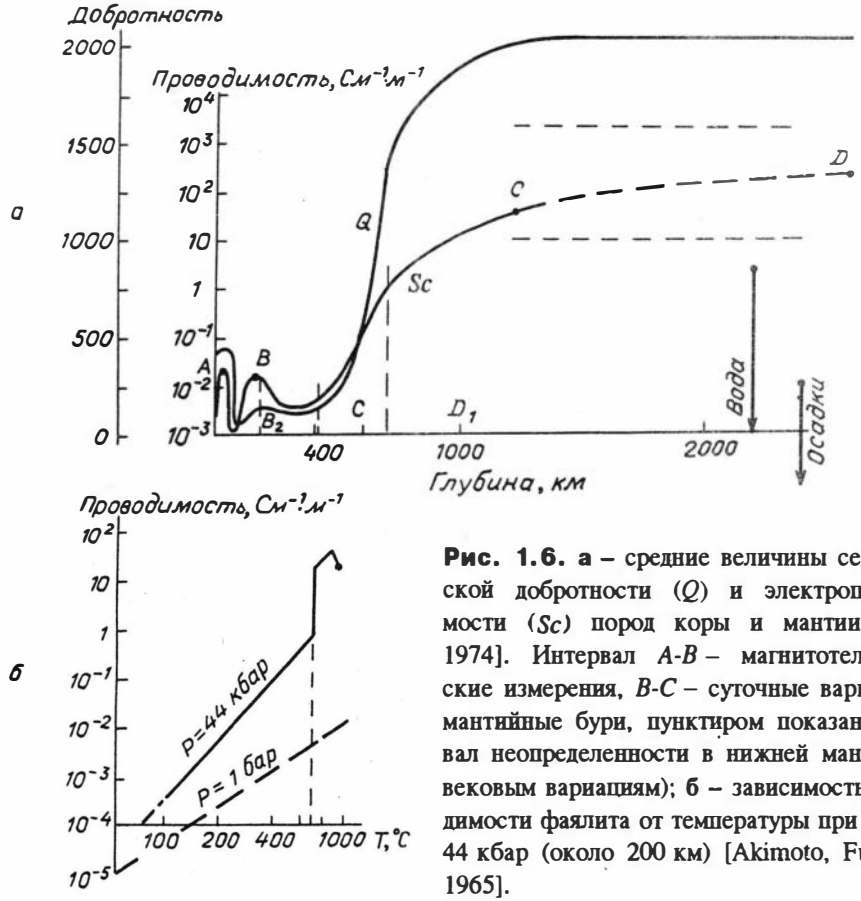


Рис. 1.6. а – средние величины сейсмической добротности (Q) и электропроводимости (Sc) пород коры и мантии [Ботт, 1974]. Интервал A-B – магнитотеллурические измерения, B-C – суточные вариации и мантийные бури, пунктиром показан интервал неопределенности в нижней мантии (по вековым вариациям); **б** – зависимость проводимости фаялита от температуры при 1 бар и 44 кбар (около 200 км) [Akimoto, Fuyisawa, 1965].

где k - постоянная Больцмана; Sc_0 и E (энергия активации) зависят от давления и фазовых переходов.

Для оливина проводимость увеличивается с ростом температуры на 3 порядка, с ростом давления (при 400 °С) – на 2 порядка, и еще на 2 порядка – при фазовом переходе оливина в шпинель (при T = 650 °С и P = 44 кбар) (см. рис.1.6 б).

Зависимость сейсмической добротности (или "прозрачности") аналогичным образом зависит от T и P, но еще больше – от наличия (или отсутствия) пленочного расплава в мантии. Поэтому величины Q на рис.1.6 а и в табл. 1.2 ориентировочные.

Используя такие интегральные характеристики, как средняя плотность Земли (ρ_e = 5,517 г/см^3), средняя плотность коры (ρ_{cc}=2,7 г/см^3), плотность ядра ρ_c (определяемую через момент инерции и среднюю плотность, см. табл. 1.1), средняя плотность мантии $\rho_м$ (определяемая через ρ_e, ρ_c, ρ_{cc}), тепловой поток, а также экспериментальные данные и модельные расчеты, можно оценить и такие важные параметры, как вязкость, теплопроводность и др. В табл.1.2 приведены важнейшие параметры, определяемые для разных достаточно распространенных в сейсмологии моделей.

Таблица 1.2

Физические параметры оболочек Земли

Оболочка	h, км	$V_p(1)$, км/с	$V_s(1)$, км/с	$Q(1)$	$P(2,3)$, кбар	$K(2,3)$	$\mu(2,3)$	$\rho(2)$, г/см^3	$\rho(3)$, г/см^3	$\eta(4)$, пуаз
A	15	6,75	3,8	450	3,5-4	0,54-0,65	0,35-0,36	2,85	2,8	10^{21}-10^{25}
B_1	60	8,0	4,5	60	12-15	1,10-1,13	0,72	3,34	3,31	10^{20}-10^{23}
B_2	300-350	2,4	4,5	>100	115-140	1,74-1,76	0,71-0,82	3,52	3,55	10^{17}-10^{19}
C	600	9,65	5,2	450	180	2,5-2,7	1,2-1,4	4,13	4,1	10^{20}
D_1	1100	11,6	6,0	2000	360	3,2	1,7	4,74	–	10^{21} -10^{22}
	1600	12,1	6,5	2000	–	–	–	5,03	–	
	2700	13,6	7,25	2000	1240	6,2	2,9	5,55	–	
D_2	2870	13,45	7,18	?	1340	6,5-6,6	2,9-3,0	5,68	5,55	10^{20}
E	2900	9,35	0	4000	1350	6,35-6,5	0	9,89	9,91	10^3- 10^5
	4700	10,0	0	4000	3040	12,4	0	12,26	-	
F	5150	10,3	0	?	3300	12,8-13,6	0	12,70	12,15	10^7-10^{10}
G	6370	10,83	3,0(?)	400	3670	14,2-15,0	1,10-1,65	13,0	13,0	10^{15}

Цифры в скобках: 1, 2 – по данным R. Haddon, K. Bullen [1969]; 3 – модель PEM [Жарков, 1983]; 4 – см. на рис. 1.7, 1.8. Детали см. на рис, 1.5; 1.8; 1.9.

Распределение плотности в оболочках Земли определено достаточно точно (см. рис.1.5 б, табл. 1.2), с использованием сейсмических данных, экспериментов при высоких давлениях, аналогий с метеоритами [Ботт,1974; Жарков,1983; Cazenave et al., 1988]. Отклонения от асимметричного распределения плотности определяют остаточные аномалии силы тяжести (после вычитания влияния поверхности и неоднородности коры) или еще лучше - аномалии формы геоида, хорошо определяемые со спутников. Они вместе с глобальными аномалиями рельефа и теплового потока являются важнейшими индикаторами термоплотностных неоднородностей в верхней и нижней мантии и возможных конвективных течений в них [Cazenave, Thoraval, 1994].

К сожалению, еще один параметр, важный при физическом моделировании процессов в мантии Земли – это динамическая (и кинематическая) вязкость, определен гораздо хуже. Оценка вязкости литосферы и астеносферы получена при разных допущениях, в том числе при расчете изостатической компенсации рельефа и процессов восстановления равновесия после нарушения изостазии (например, таяния ледникового щита в Скандинавии и Канаде). Разные подходы дают величины порядка 10^{22} пуаз (*П*) для литосферы [Strehlau, Meissner, 1987] и 10^{18}-10^{19} *П* для астеносферы [Артюшков, 1993; Fjeldskaar, 1994]. В литосфере (рис.1.7) вязкость сильно зависит от состава пород, скорости деформации, наличия флюида (сухие-влажные породы). На рис. 1.8 показаны возможные распределения вязкости в оболочках литосферы и мантии и корреляция возможных вариаций вязкости с аномалиями рельефа и геоида [Cazenave, Thoraval, 1994]. Вязкость переходного слоя *С* (около 10^{20} *П*) принята за единицу и относительно него вязкость литосферы больше на один (в 10 раз) или два порядка (100 раз), а вязкость астеносферы меньше на один (0,1) или два порядка (0,01). Вариации вязкости нижней мантии оценены в меньших пределах (в 10, 20 и 50 раз выше вязкости переходного слоя). Среднюю и, возможно, наиболее вероятную картину дает величина вязкости астеносферы 0,05 и нижней мантии 20-30 относительно вязкости слоя *С*. Динамические функции, показанные в правой части рис. 1.8, рассчитаны для разных профилей вязкости как коэффициенты корреляции аномалий поверхностной топографии и геоида с глубиной при разных профилях вязкости. Не вдаваясь пока в обсуждение этих расчетов, отметим, что поверхностные аномалии рельефа определяются свойствами литосферы и подстилающей астеносферы. На границе с переходной зоной (400 км) все корреляционные кривые поверхностной топографии становятся незначимыми. При низкой вязкости астеносферы и нижней мантии они становятся незначимыми уже для глубины 250-300 км (кривые 3 на рис. 1.8 а,б). Напротив, аномалии геоида в наибольшей степени коррелируются с переходным слоем (400-700 км), причем наиболее высокий коэффициент корреляции (0,6) устанавливается при минимальных относительных вязкостях 0,01 в астеносфере и 20 в нижней мантии. Интуитивно эти выводы, основанные на расчетах [Cazenave, Thoraval, 1994], кажутся правильными, но их обоснованность мы обсудим ниже в гл. 4.

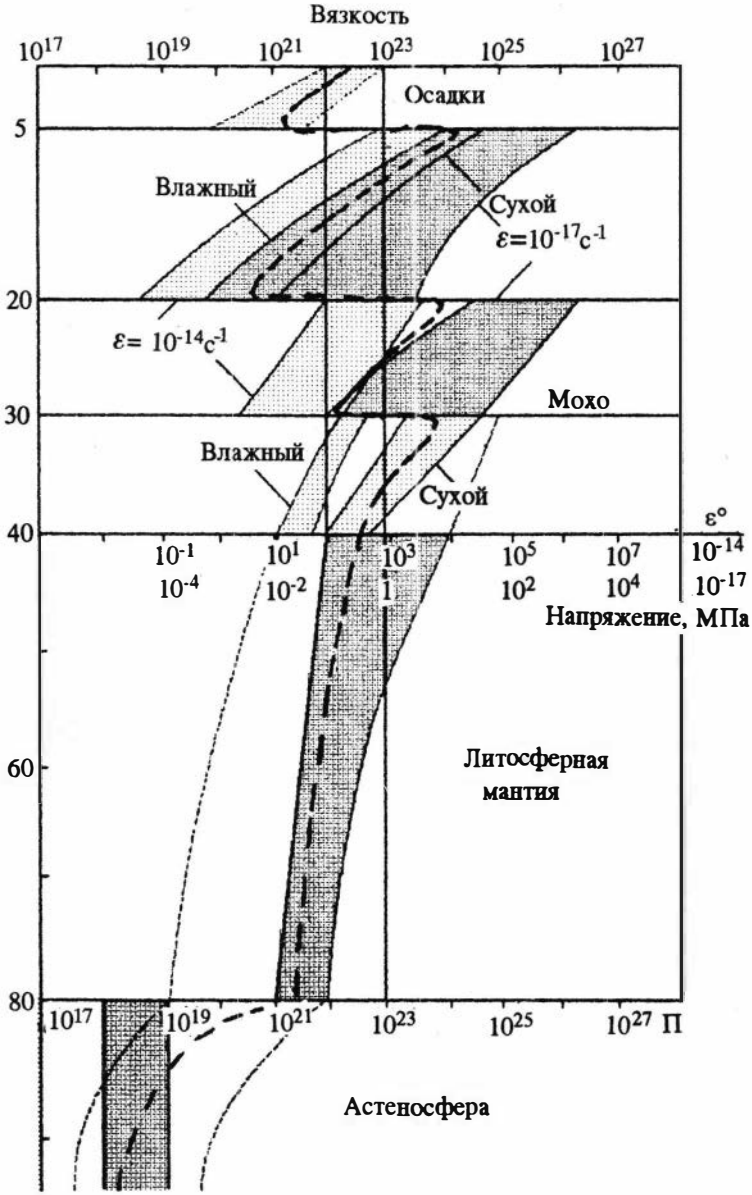


Рис. 1.7. Распределение вязкости с глубиной в литосфере.
Верхняя часть (до глубины 40 км) – для Западной Европы с мощностью коры 30 км, теплопотоком 70 Вт/м^2, Т в основании коры 600 °С [Strehlau, Meissner, 1987]. Области, покрытые точками, соответствуют скорости деформации $\varepsilon = 10^{-14}$ с$^{-1}$, заштрихованные - $\varepsilon = 10^{-17}$ с$^{-1}$. До глубины 20 км вязкость контролируется ползучестью кварца, в интервале 20-30 км – ползучестью пироксена и плагиоклаза, ниже 30 км (для дунит-гарцбургитовой мантии) – ползучестью оливина. Нижняя часть рисунка (глубже 40 км) – наша экстраполяция. Пунктирной линией показана усредненная вязкость литосферы и астеносферы.

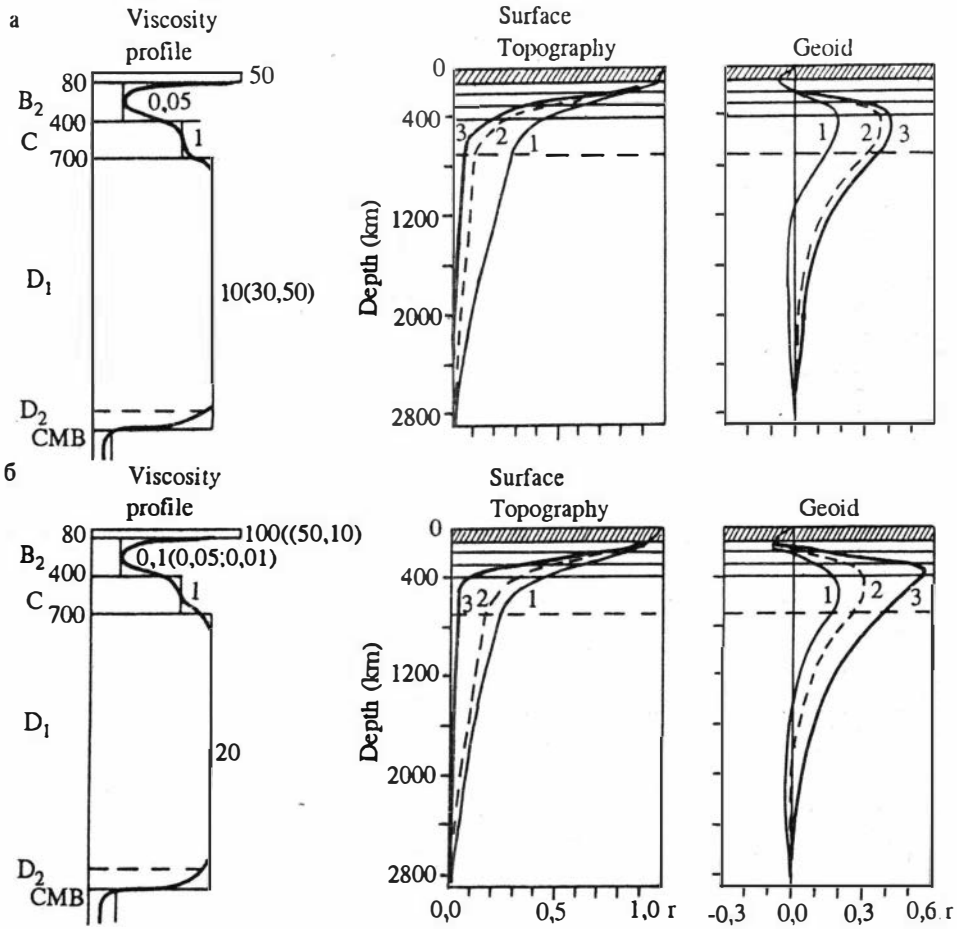


Рис. 1.8. Возможные распределения вязкости в литосфере, астеносфере (B_2) и нижней мантии (D_1) относительно вязкости промежуточного слоя C, принятого за единицу (слева – а, б). Справа (а, б) показаны рассчитанные коэффициенты корреляции аномалий вязкости в мантии и аномалий усредненного рельефа поверхности и геоида при разных вариантах распределения вязкости: **а** – при вязкости астеносферы 0,05 и вариации вязкости нижней мантии; **б** – при вязкости нижней мантии 20 и вариации вязкости астеносферы [Cazenave, Thorval, 1994]. Кривые 1,2,3 соответствуют вариации вязкости D_1 (а) и B_2 (б)

1.3. Локализация и масштабы геодинамических движений

Схема геодинамических процессов в оболочках Земли представлена в табл. 1.3, а характерные пространственно-временные масштабы этих процессов показаны на рис. 1.9.

Процессы циркуляции в атмосфере и гидросфере, изучаемые в физике атмосферы, метеорологии, гидрологии, являются быстропротекающими (минуты – в малых масштабах, дни, первые годы – в глобальных масштабах) и к геодинамическим процессам, строго говоря, не относятся. Однако взаимосвязь с

Таблица 1.3

Схема геодинамических процессов в оболочках Земли [Wyllie et al., 1993; с авторскими изменениями]

Тип наблюдений	Длиннопериодные процессы в оболочках	Короткопериодные проявления
Метеорология, гидрология	Циркуляция в океанах и атмосфере	Изменения погоды и климата
Геологические наблюдения и измерения	↓ ↑ **Приповерхностные процессы** Вулканическая дегазация, Гидротермальная циркуляция, Седиментация, Вулканизм, Биогеохимические циклы	Вариации климата в прошлом; извержения вулканов
Геология, геодезия, космос (деформации, поля напряжений, движения плит)	↓ ↑ **Процессы в литосфере** опускания, деформации, интрузии, дайки, метаморфизм, расслоение плит и др.	Землетрясения, изменения ландшафтов
Геофизика (гравиметрия, магнитометрия, тепловые потоки и др.) Геологические наблюдения и реконструкции	↓ ↑ **Взаимодействие литосферы-астеносферы** Процессы, определяющие движение и раздвижение плит, Субдукция, коллизия, Геохимические циклы	Образование руд и энергетических ресурсов
Геофизика и астрономия (колебания скорости вращения Земли, миграция полюса, сейсмология). Геология и геохимия магматизма	↓ ↑ **Конвекция и плюмы в мантии Земли** ↓ ↑	Нутации полюса
Геофизика, метеоритика и эксперимент (вариации геомагнитного поля, состав метеоритов и др.)	↓ ↑ **Взаимодействие ядро – мантия** **Конвекция во внешнем жидком ядре**	Вторичные геомагнитные поля Вариации вращения Земли

поверхностными и космическими процессами, а также многие аналогии в физике гидроциркуляции и мантийной конвекции делают необходимыми их сопоставления.

Геологическими методами активно изучаются поверхностные процессы, такие как вулканическая дегазация, извержения вулканов, гидротермальная циркуляция в вулканических системах и осадках, седиментация, биогеохимические циклы, включающие участие бактерий и растений в переносе вещества, прежде всего углерода, углеводородов, кислорода. Характерное время этих процессов (дни, годы, десятки лет) позволяет изучать их непосредственно и сопоставлять с продуктами таких же процессов в прошлые эпохи. На этом основан известный в геологии принцип актуализма.



Рис. 1.9. Шкала характерных времен и пространственной размерности основных процессов в Земле [Wyllie et al., 1993; с авторскими изменениями].

Важным обстоятельством являются значительные перепады рельефа, температуры и плотности на поверхности Земли. Высоты рельефа меняются от глубины –11,6 км в Марианском желобе до +8,9 км (Эверест), т. е. ΔH = 20,5 км, а температура на суше по климатическим зонам и высоте варьирует от –60 до +40 °С (ΔT = 100 °С). Значителен и скачок плотности от 1 (вода) до 3,5 г/см³ (плотные горные породы), что вместе с перепадами рельефа и температуры обеспечивает эффективное выветривание и эрозию. Более "сглажены" условия на дне морей и океанов, где температура почти постоянна (3-4 °С), а слой рыхлого ила (мощностью до нескольких метров) обеспечивает переходную зону по плотности (1,5–2,5 г/см³). Наиболее контрастными являются условия, связанные с поверхностными проявлениями эндогенных процессов – вулканизма и гидротерм. В вулкане Кудрявый на Курильских островах температура в газовых струях достигает 1000 °С и здесь отлагаются такие редкие минералы, как сульфид рения. Температура в кипящем лавовом озере Килауэа на Гавайях превышает 1200 °С. Перепад окислительно-восстановительных условий эндогенных лав и флюидов по сравнению с окислительными на поверхности составляет 6–10 порядков (log PO_2 от –9 до 0; pH – от 2 до 9). Такие контрастные условия обеспечивают неравновесные быстропротекающие процессы, хотя достигаются конечные состояния, близкие к равновесным при окислительных условиях, P = 1–100 атм, T = 25–50 °С. Более медленные и равновесные процессы характеризуют условия седиментации в морях

и океанах, хотя и здесь скорость седиментации варьирует на несколько порядков - от 0,01 (10 м за 1 млн лет) до 10 мм/год (10 км за 1 млн лет). Например, в Байкале за первые 25-30 млн лет накопилось 3-5 км осадков (в среднем 0,1-0,2 мм/год), за последние 2-3 млн лет до 2-3 км осадков (в среднем 1 мм/год).

Процессы в литосфере (см. табл.1.3), такие как поднятия гор, опускания и деформации плит, изучаются в современном проявлении геофизическими методами (включая измерения со спутников) и некоторыми геологическими и геофизическими методами (наблюдения в скважинах, сейсмические методы), а результаты этих движений в прошлом (деформации, метаморфизм, интрузии, дайки, рудообразование) реставрируются обычными геологическими методами. Наиболее важными на сегодняшний день являются прямые измерения движения плит по сверхдальней интерферометрии и спутниковым наблюдениям [Картер, Робертсон, 1987], являющиеся прямым подтверждением тектоники плит. Вместе с тем, особенно важен тот факт, что измеренные мгновенные скорости движения плит близки к скоростям, которые независимо оценены по геологическим данным за последние 1-3 млн лет, что подтверждает устойчивое движение плит (см. рис.1.3).

Само движение литосферных плит определяется взаимодействием литосферы и астеносферы. Это утверждение можно считать общепризнанным, хотя выяснение сил и процессов, определяющих движение плит, еще продолжается и активно дискутируется. Источником информации здесь служат преимущественно геофизические методы (гравиметрия, магнитометрия, изучение тепловых потоков, формы геоида и др.), но их интерпретация невозможна без геологических наблюдений и реконструкций. Это касается, в частности, исследования вулканизма в зонах спрединга – срединно-океанических хребтах и рифтах Красноморского типа; изучение зон субдукции и зон столкновения (Гималайского типа) не только геофизическими, но и геологическими методами (изучение вулканизма, ассоциирующих осадков, деформаций островодужного склона и др.). Синтез этих геологических и геофизических данных, который позволяет моделировать основные процессы, будет приведен ниже (см. гл. 4). Но уже сейчас ясно, что процессы на границах литосферы и астеносферы являются ведущими для тектоники плит и геологии в целом. Скорости движения плит и ее составляющих (например, скорость субдукции) меняются в пределах 1-10 см/год (10-100 км за 1 млн лет).

Более глубинный уровень движений представлен мантийной конвекцией и мантийными плюмами (струями). Скорость движения плит, вероятно, аналогична скорости конвекции в верхней мантии, а конвекция – в нижней мантии более медленная. Эти конвективные движения являются глобальными, так как захватывают большую часть массы Земли. Они недоступны для непосредственного наблюдения и изучения. Косвенным выражением конвекции в астеносфере служат движения плит; проявлением мантийных плюмов – магматизм горячих точек и полей (Гавайи, Исландия, Азоры и др., см. рис.1.3). Изучение и сравнение геологии и геохимии магматизма горячих точек и зон спрединга являются не только источником знания о мантийных плюмах, но и доказательством двухслойной (двухуровневой) конвекции в мантии.

Тем не менее, главными и прямыми источниками информации о мантийных неоднородностях и движениях являются геофизические и космофизические методы: изучение вариаций вращения Земли, миграции полюса, сейсмическая томография, сравнительная планетология и др.

Наконец, наиболее глубинными геодинамическими движениями являются конвективные процессы в жидком металлическом (внешнем) ядре Земли и процессы в переходном слое нижней мантии D_2, определяемые взаимодействием ядра и мантии. Постепенно становится ясно, что это важнейшие в энергетическом плане движения, которые, возможно, определяют весь остальной спектр геодинамических движений и основные свойства "тепловой машины" Земли. Здесь наблюдается наибольший скачок плотности ($\Delta\rho$ = 4,3-4,5 г/см^3), и, вероятно, вязкости. Вязкость в нижней мантии порядка 10^{21}-10^{22} *П* понижается в жидком ядре на 15 порядков и более. Соответственно меняется и характерное время процессов – десятки и сотни миллионов лет в нижней мантии и очень быстрые процессы в жидком ядре, отражаемые, как считают многие авторы, в годичных и вековых вариациях магнитного поля и вращения Земли. Промежуточный масштаб, вероятно, имеют процессы в слое D_2, определяющие рождение нижнемайтийных плюмов.

В то же время это наиболее трудный для исследования уровень процессов. Прямые измерения касаются только сейсмической томографии (структура D_2, вариации рельефа *CMB*, жидкий характер ядра) и вариаций геомагнитного поля, происхождение которого определенно связано с ядром, хотя теория геомагнитного динамо пока еще весьма несовершенна. Косвенное значение имеют эксперименты при высоких давлениях (в частности, ударные адиабаты, фазовые твердые превращения, исследования сильно сжатой плазмы), а также сопоставления с железными (*Fe–Ni*) метеоритами, исследование нижнемантийного магматизма. Однако интенсивное развитие исследований в этом направлении начинается и можно ожидать большего прогресса в ближайшее время.

Таким образом, только геологические исследования и реконструкции в комбинации с геофизикой и физическим (теплофизическим) моделированием позволяют сопоставить геодинамические движения разных уровней и объединить разнородную, часто весьма специализированную информацию. Наиболее важными уровнями локализации геодинамических процессов являются приповерхностная зона, зона взаимодействия литосфера–астеносфера, граница ядра и мантии.

Масштабы разных процессов (см. рис. 1.9) позволяют обособить более медленные и часто глобальные геодинамические процессы в высоковязкой Земле от более быстрых процессов в гидроатмосфере, определяющих климат и, частично, приповерхностные процессы. Среди геодинамических процессов вслед за Л.П. Зоненшайном [Зоненшайн, Савостин, 1979; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а] можно выделить глобальный уровень (образование Земли, мантийная конвекция, плюмы); региональные процессы в конкретных зонах спрединга, субдукции, коллизии, орогенических и металлогенических зонах, интрузии в магматических зонах (с линейным размером от 100 тыс. до 1000 млн км); локальный уровень (0,1-100 км). Микроуровень (1 м–1 мм), включая рост кристаллов, агрегатов минералов,

микроструктурные изменения (деформации), завершают этот ряд; но этот уровень вряд ли стоит относить к геодинамическим процессам.

Главное внимание в этой работе будет уделено глобальному и региональному (мезомасштабному) уровню, которые имеют масштабы, измеряемые сотнями и тысячами километров и характерные временами от сотен тысяч до миллионов лет (см. рис.1.9).

1.4. Тектоника плит

Тектоника литосферных плит является основной парадигмой современной теоретической геологии. В последнее время к ней добавляется вторая парадигма – тектоника горячих полей (или тектоника плюмов). Тектоника плит возникла в начале 60-х годов на основе гипотезы Г. Хесса [Hess, 1962] и ее варианта, изложенного Р. Дитцом [Dietz, 1961] о спрединге океанического дна и окончательно оформилась в конце 60-х годов [Wilson, 1965, 1973; Morgan, 1968, 1971; Le Pichon, 1968; McKenzie, Morgan, 1969; Айзек и др., 1974; Ле Пишон и др., 1977].

Многие положения тектоники плит упоминались выше. Здесь мы попытаемся изложить их в систематизированном, хотя и весьма сжатом виде, основываясь на работах Н.Л. Добрецова [1980], Л.П. Зоненшайна, Л.Л. Савостина [1979], Л.П. Зоненшайна, М.И. Кузьмина [1993а].

Кинематика движения литосферных плит. Основные геодинамические движения на поверхности Земли и вблизи нее можно представить как результат вращения относительно жестких и сравнительно тонких литосферных плит. Это вращение описывается, согласно теореме Эйлера, поворотом плиты на сфере с определенной угловой скоростью относительно полюса вращения (рис. 1.10). Это вызывает относительное перемещение плит, которое реализуется в виде трех типов границ: дивергентные (расхождения или наращивания плит), конвергентные (столкновения или поглощения плит, называемые также субдукционными) и трансформные (или линии скольжения). Скольжение плит относительно друг друга происходит, как правило, по трансформным разломам, параллельным эйлеровым параллелям (см. рис. 1.10).

При рассмотрении движения плит необходимо различать мгновенные, дифференциальные и конечные движения. Мгновенные перемещения плит на протяжении первых десятков лет оценены сейчас на основании сверхдальней интерферометрии и спутниковой геодезии [Картер, Робертсон, 1987]. Как оказалось, они близки к векторам перемещения плит, замеренным за более длительный промежуток времени (1-2,5 млн лет) по сдвигам на континенте или по расстоянию между наиболее молодыми магнитными аномалиями в океанах.



Рис. 1.10. Схема движения плит *А* и *Б* на Земной сфере вокруг оси с полюсом *Р*.

Направления мгновенных перемещений могут быть оценены также по ориентировке напряжений в очагах землетрясений и по простиранию активных отрезков трансформных разломов в океанах и на континентах. Конечные перемещения за более длительный промежуток времени (десятки и сотни миллионов лет) можно оценить на основании реконструкции положения континентов. Например, на рис. 1.11 показаны конечные совмещения Евразии и Африки с Северной Америкой, которые были до раскрытия Атлантиды около 190 млн лет назад [Зоненшайн, Городницкий, 1978; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]. При таком совмещении оказалось необходимым раскрыть океан Тетис между Евразией и Африкой. Сравнение с современным положением этих континентов позволяет оценить конечные перемещения (представленные здесь как вращение относительно условно неподвижной Северной Америки). Максимальное вращение устанавливается для Африки. В то же время эти конечные перемещения складываются из относительных дифференциальных перемещений, которые могут не совпадать с кривыми конечного смещения.

Более подробно теория и методы, описывающие кинематику движения литосферных плит, изложены в работах [Зоненшайн, Савостин, 1979; Кокс, Харт, 1989; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а].

Теоретические основы тектоники литосферных плит. Исторически и логически теория тектоники литосферных плит возникла на основе нескольких блестящих результатов и предположений, среди которых можно выделить следующие:

а) Предположение о спрединге – растекании или расширении океанического дна относительно срединно-океанических хребтов [Hess,1962; Dietz, 1961]. Позже оно было подтверждено зависимостью рельефа хребта и теплового потока от возраста и другими данными [Parson, Sclater, 1972; Sclater, Francheteau,

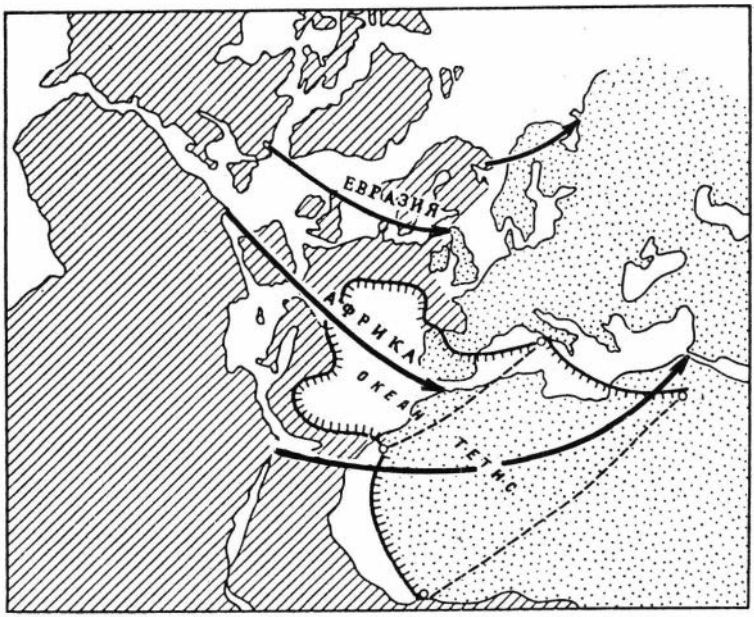


Рис. 1.11. Конечные совмещения Евразии и Африки с Северной Америкой 190 млн лет назад (показаны штриховкой) и реконструкция океана Тетис. Точками показано современное положение характерных пунктов континентов Евразии и Африки, стрелками – их конечные перемещения, зубчатая линия и пунктир – контур и величина раскрытия океана Тетис [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а].

1970; Sclater et al., 1977]. Сейчас это предположение можно считать доказанным. Рассмотрены и основные механизмы этого расширения–растекания (см. гл. 5).

б) Полосовые магнитные аномалии, установленные к 60-м годам в океанах, интерпретированы как результат расширения океанического дна в условиях переменного магнитного поля, испытывающего инверсии [Vine, Matthews, 1963; Вайн, Метьюз, 1974]. Магнитные аномалии сопоставлялись с возрастом магнитных инверсий, установленных в осадках на континентах. В результате удалось оценить возраст намагниченного ложа океанов (под осадками) и соответственно – количественно оценить скорость и направления перемещения океанических плит. В настоящее время возраст океанического ложа под осадками определен более чем в 400 пунктах на основании глубоководного бурения и на 95 % совпал с возрастом, определенным по магнитным аномалиям [Океанология..., 1979; Scotese et al., 1988], поэтому данный тезис тоже можно считать доказанным.

в) Был предложен новый класс разломов – трансформные, в которых видимое перемещение отрезков срединно-океанического хребта противоположно действительному смещению движущихся плит [Wilson, 1965; Уилсон, 1974] (см. рис.1.12). Примеры таких смещений, блестяще подтвержденные сейсмическими и геологическими данными, также приведены в гл. 5.

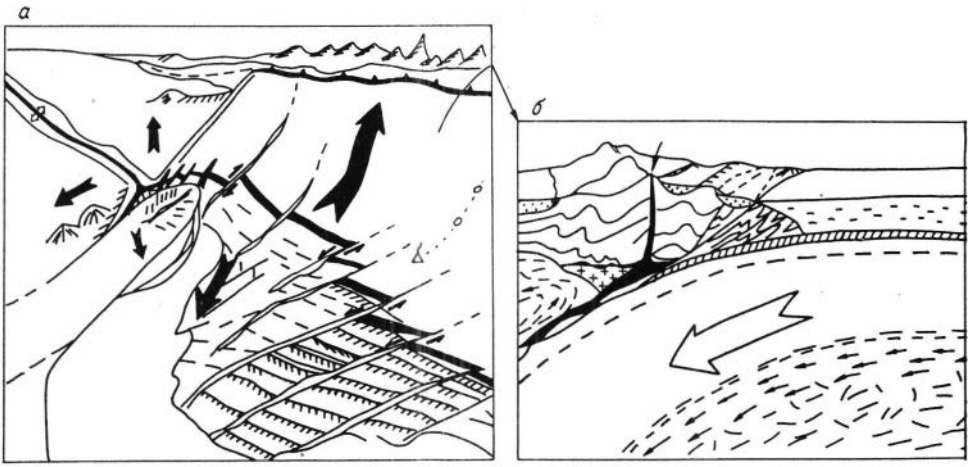


Рис. 1.12. Идеализированные схемы, иллюстрирующие тектонику плит: **а** – границы расхождения плит в рифтах и океане (зонах спрединга), с трансформными разломами; **б** – разрез зоны субдукции; заштрихована океаническая кора и выше нее – деформированные породы аккреционной призмы и островной дуги; черное – расплав в зоне субдукции и вулканических аппаратах.

г) Была высказана гипотеза, что поглощение океанических плит, отодвигающихся от срединно-океанических хребтов, происходит под островные дуги и активные окраины континентов. Зоны поглощения, называемые также зонами Беньоффа-Заварицкого-Вадати, были выделены на основании, прежде всего, сейсмических данных [Айзек и др., 1974; Ueda, 1982]. Позже положение о субдукции подтвердилось данными сейсмопрофилирования, на профилях которого видно погружение океанической плиты под островную дугу [Зоненшайн, Савостин, 1979; Magee, Zoback, 1993; и др.], а также данными по геологии и геохимии вулканизма в этих зонах, строению желоба и островодужного склона, экспериментальному моделированию. В то же время механизм и процессы в зонах субдукции остаются самыми сложными и дискуссионными (см. гл.5).

д) Очень важным положением, позволяющим использовать аппарат кинематики вращения плит, является представление о жесткости и целостности плит по отношению к пластичной астеносфере и "пластичным" (скользящим или пластично деформируемым) границам плит. Это положение основывалось на выявленной закономерности концентрации сейсмической активности только на границах плит [Айзек и др., 1974] и на наблюдении о недеформированности осадков и ложа океанов вне осевой части СОХ и трансформных разломов. Эти предположения все более подтверждаются для океанических плит, для которых тектоника плит в наибольшей степени применима. Что касается части континентов и активных зон, то здесь ситуация оказалась более сложной. Сейсмичность распространена и внутри континентов (например, в Евразии), и в широкой полосе во многих активных зонах (например, в Альпийско-Гималайской). Это привело к необходимости выделения все более мелких плит и усложнению кинематики их движения.

е) Горячие точки (типа Гавайской) предложены как результат активности независимых мантийных плюмов, поднимающихся из нижней мантии. След движения плиты над горячей точкой остается в виде цепи вулканических островов с постепенным удревнением их возраста (например, Гавайская цепь – Императорская цепь островов в северо-западной части Тихого океана, см. рис.4.18). Этот тезис использовался и как прямое доказательство движения плит [Wilson, 1973; Molnar, Atwater, 1973; Берк, Уилсон, 1977], и как возможная модель конвективных движений в мантии [Morgan, 1971]. Последнее положение рассматривается и сейчас [Irvine, 1988, 1991].

Кинематика движений литосферных плит может быть описана ансамблем из трех групп (см. рис. 1.3):

1) восемь наиболее крупных плит (Тихоокеанская, Евразийская, Индийско-Австралийская, Антарктическая, Южно- и Северо-Американская, Наска, Африканская), выделяемых с самого начала построения теории тектоники плит [Morgan, 1968; Le Pichon, 1968; Münster, Jordan, 1978];

2) вдвое большее число "малых" плит, размер которых в 1000-3000 км (Охотоморская, Амурская, Китайская, Тибетская, Филиппинская на юго-востоке Азии; Скоша, Кокос, Карибская, вместе с Наска и более мелкими плитами вокруг Южно-Американской плиты; Сомалийская, Аравийская, Малоазиатская и более мелкие плиты вокруг Африканской плиты);

3) микроплиты внутри широких активных зон (не показанные на рис.1.3) в западном обрамлении Тихого океана и в Альпийско-Гималайском поясе (Лут, Мизийская, Мендерес, Сардиния и др.). Размер этих плит (300-1000 км) соизмерим с толщиной литосферы, т.е. они являются "кубиками", а не плитами, их наличие подтверждает более сложную картину деформации в активных зонах.

Общая качественная тектоника плит на основе вышеперечисленных теоретических и эмпирических положений представлена на рис. 1.12. Слева показано раздвижение нескольких плит, границами которых являются рифты или срединно-океанический хребет. Тройное сочленение рифтов аналогично сочетанию Африканской, Аравийской и Сомалийской плит (см. далее рис. 5.1). В океанических плитах схематически изображены трансформные разломы, "полосовой" рельеф плит, совпадающий с полосовыми магнитными аномалиями, и след движения плиты над горячей точкой. В верхней части рис. 1.12а показана зона субдукции, разрез которой приведен на рис. 1.12б. На разрезе видна погружающаяся океаническая литосфера с тонкой океанической корой, островная дуга над зоной субдукции с сильно деформированным аккреционным клином во фронте дуги и локальными осадочными бассейнами – преддуговым и задуговым. Схематически показаны конвективные течения в астеносфере ниже субдуктируемой плиты и в задуговой области.

Важно подчеркнуть, что несмотря на эмпиричность и "механистичность" многих положений тектоники плит, в ее рамках удается объяснить большинство наблюдаемых геологических и геофизических фактов [Зоненшайн и др., 1976, 1990; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а].

Теоретические механизмы и модели движения литосферных плит. Эти модели и механизмы во многом еще дискуссионны. Кроме общего положения о связи движения литосферных плит с конвективными движениями в мантии, предложенного давно [Morgan, 1971; Wilson, 1973, 1990], конкретных механизмов, описывающих эту конвекцию во взаимосвязи с тектоникой плит, мало. В частности, долгое время оставались непонятными большие размеры плит при малых размерах ожидаемых конвективных ячеек в астеносфере; причины цикличности геологических процессов ("циклов Уилсона" около 180 млн лет, циклов Обуэна около 450-500 млн лет, более мелкомасштабных циклов с периодами 60, 30, 15 млн лет и меньше); причины распада суперконтинентов и другие вопросы. В последнее время, как уже отмечалось, для объяснения этих и других дискуссионных вопросов привлекаются более сложные модели – двухслойной конвекции, конвекции с независимыми мантийными струями (шлюмами), многоэтажные шлюмы и др.

Пока еще большинство этих моделей содержит много произвольных допущений и не опирается на физическое моделирование, позволяющее сузить интервалы неопределенности. Эти вопросы будут обсуждаться в гл. 4 и 5 после изложения основ физического моделирования и возможностей экспериментальной проверки. Более детально будут рассмотрены и теоретические постулаты тектоники плит, а также возможные модели трех основных механизмов, обеспечивающих тектонику плит, т.е. возникновение и стабильность движения литосферных плит:

а) процессы спрединга в СОХ и рифтах;

б) процессы субдукции в островных дугах и активных окраинах андийского типа;

в) процессы коллизии гималайского и других типов.

В заключение раздела по тектонике плит приведем табл.1.4, в которой сформулированы основные положения тектоники плит в классическом варианте, как они были изложены около 1968 г. и в более современном варианте, с уточнениями и усложнениями, которые частично отмечены выше [Хаин, 1994].

Палеогеодинамические реконструкции. К числу важнейших следствий тектоники плит относится возможность палеогеодинамических реконструкций, позволяющих восстановить положение континентов, океанов и островных дуг в прошлом и проанализировать эволюцию складчатых поясов, возникших после закрытия древних океанов.

Наиболее надежно эти реконструкции выполнены для кайнозойского и мезозойского времени [Зоненшайн и др., 1987; Scotese et al., 1988; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а], в основе которых лежит знание о возрасте океанического дна и палеомагнитные данные. Последовательно "вынимая" все более древние участки (полосы) океанического дна, начиная с самых молодых (0-5 млн лет), мы получаем картину относительного положения континентов в разные моменты времени. Палеомагнитные и геологические данные позволяют контролировать эти реконструкции.

Таблица 1.4

Сравнение основных положений классической и современной тектоники плит ([Хаин, 1993], с изменениями)

Классическая тектоника плит, 1968 г.	Современная тектоника плит, 1993 г.
1. Верхняя часть твердой Земли делится на хрупкую литосферу и пластическую астеносферу	1. Верхняя часть твердой Земли делится на литосферу и астеносферу, но *литосфера подвержена расслоению и деформациям, а в астеносфере существенно изменяется мощность и вязкость по латерали*
2. Литосфера делится на ограниченное число крупных и средних плит; при относительном движении плит по поверхности астеносферы основная тектоническая, сейсмическая и магматическая активность сосредоточена на границах плит	2. Литосфера делится на крупные, средние и *малые плиты. Между крупными плитами расположены пояса, состоящие из мозаики малых плит*, а сами *крупные плиты неоднородны* по вертикали и латерали; основная активность сосредоточена на границах плит, однако в меньшем масштабе *проявляется и во внутренних частях плит*
3. Горизонтальные перемещения литосферных плит подчиняются теореме Эйлера	3. Горизонтальные перемещения крупных и средних плит подчиняются теореме Эйлера, но *малые плиты могут испытывать более сложные перемещения*
4. Наблюдаются три основных типа относительных перемещений плит: 1) расхождение (дивергенция), выраженное рифтингом и спредингом; 2) схождение (конвергенция), выраженное субдукцией и коллизией; 3) сдвиговые перемещения по трансформным разломам	4. Наблюдаются три основных типа перемещения плит: 1) расхождение (дивергенция), выраженное рифтингом и спредингом; 2) схождение (конвергенция), выраженное субдукцией, *обдукцией*, коллизией, *выжиманием масс в латеральном направлении, в том числе по сдвигам или путем глубинного нагнетания;* 3) сдвиговые перемещения по трансформным разломам, *нередко сочетающиеся со сжатием (транспрессия) или растяжением*
5. Спрединг в океанах компенсируется субдукцией и коллизией по их периферии, причем радиус и объем Земли остаются постоянными	5. Спрединг в океанах компенсируется *не только субдукцией и коллизией, но и другими процессами* (обдукция, сдвиги, выжимание); *вопрос* о постоянстве радиуса и объема Земли остается *дискуссионным*
6. Перемещение литосферных плит обязано их волочению под действием конвективных течений в	6. Перемещение литосферных плит обусловлено не только волочением конвективных течений, но и *затягиванием в зоны*

астеносфере; конвекция является тепловой общемантийной	*субдукции вследствие утяжения (эклогитизации) и отодвиганием от осей срединно-океанических хребтов; конвекция являеся многослойной и сложной*
7. Ряд важнейших геодинамических процессов остались вне рассмотрения в тектонике плит или рассматривались очень упрощенно	*7. Необходимо учитывать периодичность эндогенных процессов, внутриплитные деформации, магматизм и сложность процессов на границе плит*

Результатом мезозойских реконструкций является построение пермского суперматерика – Пангеи, существовавшего 200-250 млн лет назад. На рис. 1.13 (1), (2) показана реконструкция Пангеи 200 млн лет назад в сопоставлении с современным расположением континентов. Здесь же сделана попытка предсказать возможное положение континентов с образованием нового суперконтинента через 250 млн лет [Maruyama, 1994]. Основанием для этой реконструкции служат современные движения плит, на основании чего довольно обоснованно можно судить о положении континентов в ближайшем будущем [Duncan, Turcott, 1994]; использован также цикл "от Пангеи до Пангеи" продолжительностью около 450 млн лет (см. ниже) и некоторые дополнительные предположения [Maruyama, 1994]. Обоснование этих дополнительных предположений довольно проблематично, поэтому реконструкция будущего суперконтинента на рис. 1.13 (3), (4) – лишь одна из возможных.

Достаточно обоснованными представляются палеогеодинамические реконструкции для палеозойского времени в интервале 220-550 млн лет [Зоненшайн, Городницкий, 1978; Зоненшайн и др., 1987; Zonenshain et al., 1985], хотя и здесь, наряду с широким использованием палеомагнитных данных, приходится применять много допущений. В качестве направления движения палеоплит используются крупнейшие трансформные разломы (сдвиги) и след движения предполагаемых горячих точек. По этим направлениям можно определить эйлеров полюс вращения плит.

Одним из наиболее распространенных методов плитотектонических реконструкций являются конечные совмещения. Для этого важно знать точки, подлежащие совмещению. Эти точки соединяются дугой большого круга, а касательная к этой дуге посредине между точками даст общий азимут конечного перемещения (см. рис.1.10). Если известно несколько дуг и соответствующих им азимутов, то можно рассчитать положение эйлерового полюса вращения [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]. Кроме того, относительные положения континентов и микроконтинентов в разные эпохи определяются по палеомагнитным данным.

Для палеотектонических реконструкций очень важно выделить геологические комплексы-индикаторы прежних геодинамических обстановок, используя принцип актуализма. Такой подход является дальнейшим развитием формационного анализа в геологии. Среди комплексов-индикаторов особое значение имеют комплексы-индикаторы границ древних плит, такие как офиолиты с

комплексом параллельных даек-индикаторов древнейших зон спрединга; бонинитовые серии – индикаторы "примитивных" островных дуг; вулканиты и гранитоиды известково-щелочной серии – индикаторы "нормальных" островных дуг; эклогиты, глаукофановые сланцы и зоны меланжа – индикаторы палеозон субдукции (точнее, определенной стадии в эволюции этих зон, приводящие к их "перескоку" или прекращению субдукции). Примеры этих и других комплексов и доказательность используемых признаков будут обсуждены в гл. 5.

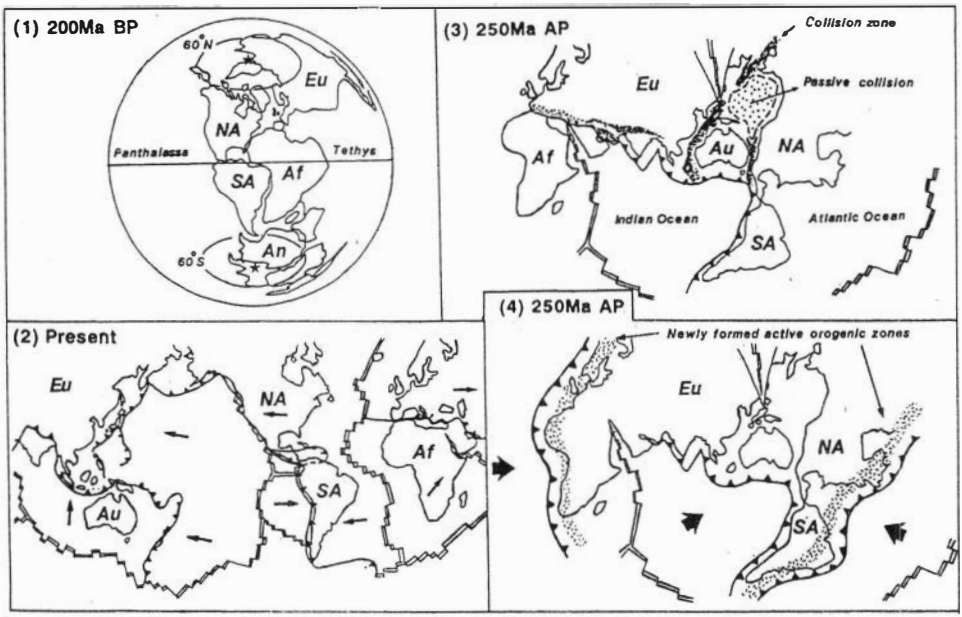


Рис. 1.13. Реконструкция Пангеи 200-250 млн лет назад (1) в сравнении с современным положением континентов (2), океанов, зон субдукции (зубчатые линии); сравни также с рис. 1.11(3), (4). Возможное расположение континентов через 250 млн лет [Maruyama, 1994]; 3 – коллизионные зоны в новом суперконтиненте, 4 – трансформация пассивных окраин атлантического типа в активные окраины андийского.

Одним из результатов плитотектонических реконструкций палеозойского времени является построение еще одного суперконтинента, Пангеи-2 в позднем докембрии, ориентировочно 750-800 и/или 1000-1100 млн лет назад. При реконструкции более ранних периодов встречаются двойные трудности, и вряд ли удастся реконструировать точное положение палеоокеанов и палеоконтинентов для этих эпох. Тем не менее, качественно устанавливается, что Пангеи существовали и раньше, распадаясь и собираясь вновь со средним периодом через 500 млн лет. Однако каковы причины и механизмы образования суперконтинентов, с какого момента начала действовать тектоника плит – вопросы нерешенные и вызывают большие расхождения в их объяснении и оценке.

Чтобы понять теплофизические модели, в следующих двух главах (4 и 5) обсуждены теоретические основы теплофизического моделирования.

Глава 2
Теоретические основы теплофизического моделирования

2.1. Масштабы геодинамических процессов

Как следует из предыдущей главы, в основе геодинамических процессов лежат теплофизические процессы (прежде всего тепломассопереноса) различных масштабов: от масштабов, соизмеримых с радиусом Земли, до масштабов растущих кристаллов, хотя главное внимание будет уделено крупномасштабным процессам. Наибольшим масштабам геодинамических процессов соответствуют взаимные перемещения континентов, которые вызывают глобальные изменения природной среды и климата Земли и требуют для реализации наибольшие по времени интервалы.

Процессы роста кристаллов или рудообразования (в соответствии с размерами жилы или рудоносного слоя) относятся к малым масштабам, которые в свою очередь зависят от больших масштабов движения в коре и верхней мантии Земли. Их взаимосвязь проследить довольно сложно и часто возникает путаница между причиной и следствием. Градация масштабов геодинамических процессов условная, но все же следует выделить хотя бы качественно глобальные, мезомасштабные, региональные, локальные, как это делают Л.П. Зоненшайн и Л.Л. Савостин [1979] (см. также рис. 1.9).

К глобальным геодинамическим процессам можно отнести образование Земли и конвективные движения в верхней и нижней мантии, а также в жидком ядре. Эти движения возникают вследствие изменения плотности вещества из-за изменения температуры или фазовых переходов в гравитационном поле. Задача состоит в изучении механизма возникновения тепловых гравитационных течений, влияния их на тепловую и плотностную структуры.

К мезомасштабным геодинамическим процессам можно отнести процессы, происходящие в верхних оболочках Земли, в литосфере и астеносфере. Это движения литосферных плит и взаимодействия на границах этих плит, включая спрединг и субдукцию.

На дивергентной границе наращивания плит наблюдаются процессы магмообразования (вулканизм), деформации коры и относительно слабые сейсмические процессы, формирование закономерно ориентированного рельефа, сопутствующие явления (гидротермы и рудоотложение). Очень сложное взаимодействие различных масштабов движения происходитна границе поглощения плит. В этой

области (области субдукции) проявляется взаимодействие глобальных и мезомасштабных движений.

Можно выделить региональные масштабы движения, которые могут быть следствием мезомасштабных движений, а также локальных термогравитационных эффектов. К этим процессам следует отнести интрузии, диапиризм, дайкообразование, процессы в магматических камерах, зональных метаморфических комплексах и так далее. Следует выделить еще более мелкие – локальные масштабы, наблюдаемые в рудных телах и жилах в процессах кристаллизации и других фазовых переходов (например, рост кристаллов, в том числе крупных кристаллов пегматитов). Эти локальные процессы в минералогии называют онтогенией минералов (кристаллов).

Наблюдается определенная взаимосвязь или взаимодействие движений различных масштабов. Глобальные течения, вызванные тепловыми гравитационными силами, охватывая нижнюю и верхнюю мантии, порождают мезомасштабные движения, которые проявляются во взаимном перемещении литосферных плит. В свою очередь мезомасштабные движения влияют на глобальные. Перемещаясь, плиты в одних зонах прирастают, в других поглощаются. В области подъемных астеносферных течений и конвергентных границ плиты растут, а в области опускных движений (субдукционных) – поглощаются. Субдукционные движения влияют на глобальные, так как первые являются граничными условиями для вторых. Взаимодействие этих движений проявляется в обратной связи: с изменением движения плит в литосфере меняется и структура мантийных течений.

Перемещение литосферных плит особенно проявляется в областях взаимодействия на их границах и выражается в орогенных, вулканических, метаморфических, сейсмических, рельефообразующих процессах. Для геологов они являются индикаторами границ плит.

2.2. Земля как тепловая машина

Во всех этих движениях определяющими являются тепловые гравитационные силы, т. е. силы, которые возникают в гравитационном поле при изменении плотности вследствие изменения температуры. Например, над источником тепла жидкость нагревается и поднимается, а более холодная – опускается. Под действием тепловых гравитационных сил возникают как атмосферные и океанические течения, так и геодинамические перемещения в "твердой" Земле.

Эти силы являются объемными (массовыми), поэтому при больших масштабах движения они очень инерционны.

В первом приближении Землю можно рассматривать как тепловую машину: часть внутреннего (генерированного) тепла Земли превращается в работу движущихся масс. В этом смысле первичной является тепловая энергия, а следствием теплообмена – тепловые гравитационные движения. Источником тепловой энергии могут быть различные процессы: радиоактивный распад, экзотермические реакции, гравитационное сжатие, трение. Тепловые гравитационные движения определяют историю развития планеты Земля, ее структуру в различные

времена. Изучая структуру движения в недрах Земли, мы можем ретроспективно оценить историю ее развития. Таким образом, процессы тепло- и массообмена являются определяющими в изучении геодинамики и эволюции Земли.

Теплообмен может происходить кондукцией (теплопроводностью), когда тепло передается через молекулярные взаимодействия. Передача тепла может осуществляться также с помощью конвекции, когда носителем тепловой энергии является движущаяся масса вещества. Конвективный теплообмен наблюдается в вязкой жидкости, когда возможно взаимное перемещение слоев относительно друг друга.

2.3. Упругие и вязкие свойства Земли

Земля в целом на разные воздействия проявляет себя как упругое или вязкое тело (например, в результате землетрясения или мощных приливов). Упругое и вязкое состояния вещества различаются прежде всего по механическим свойствам. Проследим это на примере зависимости величины касательного напряжения от деформации.

Для упругого состояния характерна линейная зависимость касательного напряжения от относительной деформации (рис. 2.1), известная как закон Гука:

$$\tau_{xy} = G \cdot \partial\xi/\partial y = G \cdot e, \qquad (2.1)$$

где G [Н/м^2] – модуль сдвига, $e = \partial\xi/\partial y$ – относительная деформация. Если величина напряжения превышает предел прочности, то тело разрушается. При многостороннем сжатии, большем по величине предела прочности, тело переходит в состояние ползучести, т.е. в вязкое состояние.

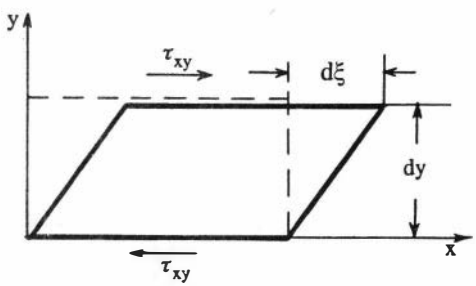


Рис. 2.1. Деформация, вызванная касательным напряжением $\tau_{x,y}$.

Для вязкого состояния вещества экспериментально установлено, что касательное напряжение (напряжение трения) зависит не от величины относительной деформации, а от скорости ее изменения:

$$\tau_{xy} = \eta \cdot \partial e/\partial t = \eta \cdot (\partial/\partial t)(\partial\xi/\partial y) = \eta \cdot (\partial/\partial y)(\partial\xi/\partial t). \qquad (2.2)$$

Так как скорость деформации $u = \partial\xi/\partial t$, то

$$\tau_{xy} = \eta \cdot \partial u/\partial y. \qquad (2.3)$$

Из соотношения (2.3) следует, что касательное напряжение пропорционально градиенту скорости. Такие жидкости называются вязкими или ньютоновскими, а соотношение (2.3) – законом Ньютона. Коэффициент пропорциональности η – коэффициент динамической вязкости и его размерность [Н · с/м^2] или [Па · с]. Например, при 20 °С для воды $\eta = 10^{-3}$ Н · с/м^2, для глицерина $\eta = 1{,}48$ Н · с/м^2. Для астеносферы при температурах около 1500 °С $\eta = 10^{19}$ Н · с/м^2.

Для того чтобы проиллюстрировать свойства вязкой жидкости, рассмотрим ее течение между двумя длинными параллельными пластинами, из которых нижняя неподвижна, а верхняя движется в собственной плоскости со скоростью U, расстояние между ними l (рис. 2.2). Опыт показывает, что жидкость прилипает к обеим пластинам и что в пространстве между пластинами скорость линейно распределена

$$u(y) = U \cdot (y/l). \qquad (2.4)$$

Чтобы осуществить такое движение, к жидкости со стороны верхней пластины должна быть приложена касательная сила A в направлении движения, уравновешивающая силы трения жидкости. Опыт показывает (см. рис.2.2), что эта сила, отнесенная к площади пластины S, прямо пропорциональна скорости U и обратно пропорциональна расстоянию между пластинами. Из соотношения (2.3) и (2.4) следует:

$$\tau = \eta \cdot \partial/\partial y(Uy/l) = \eta \cdot U/l. \qquad (2.5)$$

Так какая же наша Земля – вязкая или упругая? Это зависит от временных масштабов проявления сил. Для сейсмических волн, в которых периоды колебания составляют 0,1–10 с, Земля в своей основной массе проявляет себя как упругое тело, для которого скорость сейсмических продольных и поперечных волн определяется соотношениями (1.1) – (1.2).

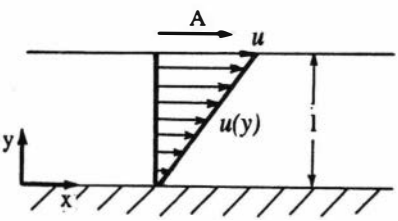


Рис. 2.2. Распределение скоростей в потоке вязкой жидкости между двумя параллельными плоскими стенками (течение Куэтта).

Но уже и для этих периодов внешнее ядро является жидким; в нем поперечные сейсмические волны отсутствуют ($V_s = 0$). Упругогравитационные волны (собственные колебания Земли) имеют периоды колебания 3–59 мин. И для этих периодов Земля – упругое тело. Но на лунные притяжения Земля реагирует уже как вязкая жидкость.

Попытаемся оценить, для каких периодов колебания или, что одно и то же, для каких характерных времен процесса можно считать стратифицированную по радиусу Землю упругой или вязкой. Для этого рассмотрим характерное время процесса в вязкоупругой жидкости. Эти жидкости в коротких интервалах времени

проявляют упругие свойства, а в течение длительного времени обнаруживают вязкие свойства.

Представим модель вязкоупругой среды, для которой проявление упругих и вязких свойств сказывается на скорости деформации аддитивно. Для этой среды линейная скорость деформации представляет собой сумму линейных скоростей упругой и вязкой деформаций:

$$\partial e/\partial t = \partial e_y/\partial t + \partial e_в/\partial t, \qquad (2.6)$$

где $e = \partial\xi/\partial y$ – относительная деформация (например, удлинение). Такая вязкоупругая среда называется средой Максвелла. Предположим, что на эту среду действует одностороннее сдвиговое напряжение (см. рис. 2.1), откуда следует, что упругая деформация $e_y = \tau/G$. В этом случае скорость упругой деформации определим из соотношения:

$$\partial e_y/\partial t = (1/G)\,\partial\tau/\partial t. \qquad (2.7)$$

По закону Ньютона для вязкого движения скорость изменения относительной деформации будет:

$$\partial e_в/\partial t = (\partial/\partial t)(\partial\xi/\partial y) = (\partial/\partial y)(\partial\xi/\partial t) = \partial u/\partial y. \qquad (2.8)$$

Так как согласно (2.3), $\tau = \eta \cdot \partial u/\partial y$, то

$$\partial e_в/\partial t = \tau/\eta. \qquad (2.9)$$

Общая скорость вязкоупругих деформаций, согласно (2.6), (2.7), (2.9) будет равна:

$$\partial e/\partial t = (1/G)\,\partial\tau/\partial t + \tau/\eta. \qquad (2.10)$$

Уравнение (2.10) представляет собой связь между скоростью деформации, касательным напряжением и скоростью изменения напряжения. Пусть вязкоупругая среда испытает внезапную деформацию e_o при $t = 0$, которая при $t > 0$ сохраняется постоянной. В момент быстрой деформации главный член уравнения (2.10) – первый, являющийся производной по времени $\partial\tau/\partial t$. Другими словами, при малых значениях времени деформации среда ведет себя как упругое тело. Поэтому в начальный момент напряжение равно $\tau_o = G \cdot e_o$. В дальнейшем деформация остается постоянной, т. е. $\partial e/\partial t = 0$. В этом случае из уравнения (2.10) следует:

$$(1/G) \cdot \partial\tau/\partial t + \tau/\eta = 0; \quad \partial\tau/\tau = -(G/\eta) \cdot \partial t. \qquad (2.11)$$

Проинтегрируем (2.11) с начальным условием $\tau = \tau_o$ при $t = 0$:

$$\ln\tau = -Gt/\eta + c; \quad \tau = c \cdot \exp(-Gt/\eta). \qquad (2.12)$$

Учитывая граничное условие, получим:

$$\tau = \tau_o \exp(-Gt/\eta). \qquad (2.13)$$

Определим время, за которое начальное напряжение τ_o изменится в e раз:

$$Gt_o/\eta = 1;\ t_o = \eta/G. \qquad (2.14)$$

Это время (t_o) называют временем вязкоупругой релаксации процесса.

Оценим время релаксации астеносферы, считая ее вязкоупругой средой. Согласно вышеприведенным оценкам, примем вероятную величину коэффициента динамической вязкости для астеносферы $\eta = 10^{19}$ Н · с/м^2. Величина $G \approx 7 \cdot 10^{10}$ Н · с/м^2. В этом случае $t_o = 1{,}43 \cdot 10^8$ с или 4,55 лет; для нижней мантии – $\eta = 10^{21}$ Н · с/м^2 и t_o = 455 лет; для разных частей литосферы $\eta = 10^{23} - 10^{27}$ Н · с/м^2 (см. рис. 1.7) и t_o = 45 тыс. лет – 455 млн лет.

Среду можно считать вязкой, если время приложения сил или период их изменения $t >> t_o$. Поэтому астеносферу можно считать вязкой, если $t >>$ 4,55 лет. Для $t >>$ 455 лет нижняя мантия является вязкой жидкостью и для $t >>$ 45,5 тыс.лет или $t >$ 455 млн лет литосфера – вязкая жидкость. Несмотря на грубые оценки, эти времена относительно периодов сейсмических волн чрезвычайно велики, но и очень малы по сравнению со временем геологических процессов. Поэтому сейсмическая томография позволяет с доступной ей точностью определить структуру Земли как упругого тела в данный геологический момент времени.

Чтобы понять историю развития Земли надо решать обратную задачу. Одним из методов такого исследования является создание физической модели, построение на ее основе математической модели и решение с определенными граничными условиями прямой задачи либо решение обратной. Вышеприведенные оценки указывают, что для глобальных геофизических процессов Землю (кроме части литосферы) можно рассматривать как вязкую жидкость, т.е. можно использовать математическую модель вязкой жидкости. Но и в этом случае нам неизвестны физические свойства сложно стратифицированной Земли. Наиболее неопределенными являются начальные условия эволюции Земли (например, была ли Земля газообразная, расплавленная или твердая в момент начала аккреции). Но если даже эти условия выяснены, то встанет вопрос об алгоритме решения этой очень сложной теплофизической задачи. Возможен и путь лабораторного моделирования на основе упрощенной физической и математической модели с использованием аппарата теории подобия. Поэтому ниже будут изложены основы теории подобия и способы ее применения. Но для этого необходимо сначала представить уравнения теплопроводности, движения, неразрывности.

2.4. Теплообмен (определения)

В зависимости от давления и температуры состояние вещества меняется от твердого (кристаллического) в жидкое и далее в газообразное. Поэтому знание этих параметров необходимо для понимания агрегатного состояния разных веществ в недрах Земли. В зависимости от температуры и давления изменяется и реология породы. Температуру можно оценить при изучении процессов теплопереноса в недрах Земли, она во многом зависит от механизма и скорости переноса тепла из недр Земли к поверхности.

Молекулярный теплоперенос (теплопроводность) осуществляется, когда передача энергии происходит при столкновении между молекулами, т.е. как диффузионная передача кинетической энергии от одних молекул к другим. Этот вид теплопереноса происходит как в твердом, так и в жидком и газообразном состояниях. Влияние этого вида теплообмена наиболее значительно в верхних оболочках Земли.

Конвективный теплоперенос связан с движением среды. Этот вид переноса тепла связан с движением в жидкости и газе. Например, в условиях тепловой гравитационной конвекции горячая жидкость поднимается вверх, перенося с собой аккумулированное ею тепло. Наоборот, холодная жидкость опускается, охлаждая

окружающую среду при смешении с нею. Этот вид теплообмена, как увидим ниже, является определяющим для мантии и внешнего ядра Земли.

Лучистый перенос – это перенос энергии электромагнитными излучениями. Примером может служить перенос энергии в определенных зонах Солнца и от Солнца к Земле. В недрах Земли лучистый теплоперенос несуществен и его влияние при необходимости можно учесть введением поправки в коэффициент теплопроводности.

2.5. Теплопроводность и градиенты температур

В общем случае температура T в любой точке пространства является функцией координат x, y, z и времени t, т. е. $T = f(x,y,z,t)$. Совокупность значений температуры для всех точек пространства образует температурное поле для фиксированного момента времени. Режим теплообмена нестационарный, если поле температуры зависит от времени. Если же температура в каждой точке постоянная независимо от времени, то режим теплообмена стационарный или установившийся. Стационарное температурное поле может быть функцией одной координаты $T(x)$, двух $T(x,y)$ или трех $T(x,y,z)$. Соответственно температурное поле одно-, двух- или трехмерное.

Изотермические поверхности представляют собой геометрическое место точек, имеющих одинаковую температуру. Изотермические поверхности различных температур не пересекаются друг с другом и либо замыкаются на себя, либо заканчиваются на границе тела. Температура не меняется при перемещении по изотермической поверхности и изменяется при пересечении изотерм. Наиболее быстрое изменение температуры имеет место при пересечении по нормали (n) к изотермическим поверхностям (рис. 2.3). В этом направлении (n) наибольший **градиент температуры**, который представляет собой предел отношения изменения температуры T к расстоянию между изотермами по нормали n:

$$\lim_{\Delta n \to 0} \Delta T/\Delta n = \partial T/\partial z = \text{grad}T \ [^{\circ}\text{C/м}], \qquad (2.15)$$

где z – произвольная координата (в частности, по радиусу Земли), совпадающая с нормалью.

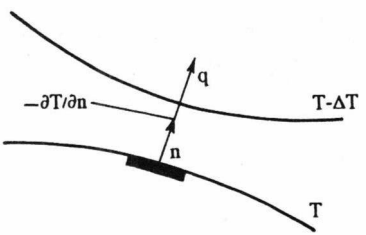


Рис. 2.3. Изотермические поверхности и температурный градиент.

Температурный градиент является вектором и он направлен по нормали к изотермической поверхности в соответствующей ее точке.

Изучая теплопроводность в твердых телах, Фурье установил, что количество переданного тепла пропорционально градиенту температуры, времени и площади сечения, перпендикулярного вектору градиента температуры, т.е. направлению передачи тепла.

Будем рассматривать удельное количество тепла, отнесенное к единице площади и переданное в единицу времени. Этот поток тепла будем называть удельным тепловым потоком q [Вт/м^2].

В этом случае установленную экспериментальным путем зависимость можно представить в виде математического выражения:

$$q = -\lambda\, \partial T/\partial n = -\lambda\, \mathrm{grad}T. \qquad (2.16)$$

Удельный тепловой поток является вектором, совпадающим по направлению с распространением тепла и противоположно направленным градиенту температуры (см. рис. 2.3). Поэтому в основном законе (2.16) написан знак минус, отражающий объективный закон природы: тепло передается от горячего к холодному телу. Соотношение (2.16), выражающее основной закон распространения тепла путем теплопроводности, носит название **закона Фурье**. Коэффициент пропорциональности в уравнении (2.16) называется **коэффициентом теплопроводности** и характеризует способность вещества проводить тепло. Из уравнения (2.16) следует:

$$\lambda = -q/\mathrm{grad}T \ [\text{Вт/м} \cdot \text{К}]. \qquad (2.17)$$

Величину коэффициента теплопроводности можно охарактеризовать как количество тепла, передаваемого в единицу времени при изменении температуры в 1 К на единицу длины. Коэффициент теплопроводности разных веществ различен и зависит для каждого из них от структуры, удельного веса, влажности (флюидонасыщенности), давления и температуры. Например, для кристаллического кварца $\lambda = 6{,}5 \div 11{,}3$ Вт/м $\cdot$ °С в зависимости от направления параллельным кристаллографическим осям кристалла; для торфа $\lambda = 0{,}07$ Вт/м $\cdot$ °С; для глинистого сланца $\lambda = 1{,}7$ Вт/м $\cdot$ °С на глубине 400 м; для мела $\lambda = 1{,}5$ Вт/м $\cdot$ °С и т.д.

Рассмотрим теплообмен через однородную пластину, имеющую постоянную температуру стенок T_1 и T_2 (рис.2.4а). Температура изменяется только в направлении оси y. В этом случае изотермы представляют собой плоскости, нормальные к оси y. Для выделенного элементарного слоя ∂y справедливо соотношение (2.16), которое представляет собой дифференциальное уравнение для стационарного теплообмена теплопроводностью в одномерном случае. Преобразуем уравнение (2.16) $\partial T = -q \cdot \partial y/\lambda$ и проинтегрируем его для вышеприведенного случая:

$$T = -qy/\lambda + c. \qquad (2.18)$$

Постоянную интегрирования c определим из граничного условия при $y = 0$, $T = T_1$; $c = T_1$. В этом случае находим:

$$T = -qy/\lambda + T_1. \qquad (2.19)$$

Определим неизвестную величину q из (2.19) и второго граничного условия при $y = l$, $T = T_2$:

$$q = -\lambda\, (T_2 - T_1)/l = -\lambda\, \Delta T/l. \qquad (2.20)$$

Зная величину теплового потока q, из (2.20) можем определить количество тепла, переданного через плоскую стенку площадью S [м^2] в течение времени t: $Q = q \cdot S \cdot t = (\lambda / l) \cdot \Delta T \cdot S \cdot t$. Из уравнений (2.19) и (2.20) получим уравнение распределения температуры по толщине стенки, которое представляет собой линию (см. рис.2.4).:

$$T(y) = T_1 - (T_1 - T_2)\, y/l, \qquad (2.21)$$

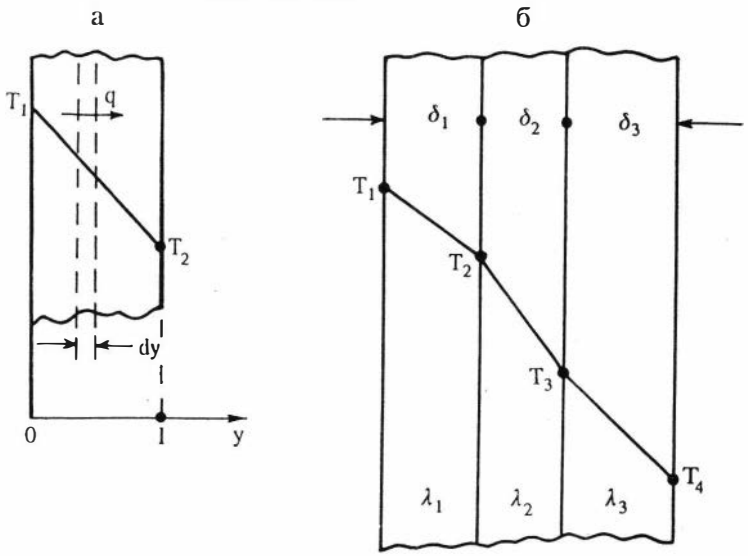


Рис. 2.4. Однородная плоская (а) и многослойная плоская (б) стенки.

Для определения теплового потока по известному grad$T$ необходимо знать коэффициент теплопроводности породы λ. Один из способов определения λ – **метод многослойной стенки**.

Пакет из трех пластин, плотно прилегающих друг к другу, состоит из двух боковых пластин с известной теплопроводностью λ_1 и λ_3 (см. рис. 2.4б). Образец, для которого следует определить λ_2, помещается между ними. Термостатами поддерживается постоянство температур T_1 и T_4. В этом случае q = const во всех слоях. На основании соотношения (2.20) для каждого слоя можно написать:

$$q = \lambda_1 (T_1 - T_2)/\delta_1 = \lambda_2 (T_2 - T_3)/\delta_2 = \lambda_3 (T_3 - T_4)/\delta_3. \qquad (2.22)$$

Из уравнения (2.22) определяется изменение температуры в каждом слое:

$$T_1 - T_2 = q \cdot \delta_1/\lambda_1;\ T_2 - T_3 = q \cdot \delta_2/\lambda_2;\ T_3 - T_4 = q \cdot \delta_3/\lambda_3. \qquad (2.23)$$

Суммируя правые и левые части уравнений (2.23), получим соотношение:

$$T_1 - T_4 = q\ (\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3), \qquad (2.24)$$

из которого можно определить q, при известных δ/λ. Определить λ_2 образца при известных λ_1/δ_1 и λ_3/δ_3 можно из соотношения (2.22):

$$\lambda_1 (T_1 - T_2)/\delta_1 = \lambda_2 (T_2 - T_3)/\delta_2,$$

откуда найдем отношение:

$$(T_2 - T_3)/(T_1 - T_2) = \lambda_1\delta_2/\lambda_2\delta_1 + c. \qquad (2.25)$$

Величину c определяем как величину, возникающую из-за перепада температуры в месте контакта. Обычно находят отношение температур для различных толщин образца и получают зависимость $(T_2 - T_3)/(T_1 - T_2)$ от δ_2. Затем находят наклон прямой $\partial[(T_2 - T_3)/(T_1 - T_2)]/\partial\delta_2 = \mathrm{tg}\alpha = \lambda_1/\lambda_2\delta_1$ и, наконец, определяют $\lambda_2 = (\lambda_1/\delta_1) \cdot \mathrm{tg}\alpha$. Этим самым исключают неизвестную величину c, связанную с перепадом температуры в местах контакта.

2.6. Тепловой поток на поверхности Земли

Уже давно замечено, что температура в шахтах и скважинах растет с глубиной, и градиент температуры составляет обычно 20-30 °С/км. Так как коэффициент теплопроводности пород изменяется в диапазоне, равном 2-3 Вт/м · °С, тепловой поток к поверхности, согласно (2.16), будет равен q_o = 40-90 мВт/м^2. Тепловой поток на поверхности Земли также выражается в единицах теплового потока (е.т.п.):

$$1 \text{ е.т.п.} = 10^{-6} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{с} = 41{,}84 \text{ мВт/м}^2.$$

Корректное измерение теплового потока на континентах проводят в глубоких буровых скважинах. Это вызвано тем, что у поверхности Земли на величину теплового потока накладываются суточные, сезонные и годовые колебания температуры, а также возможное влияние приповерхностных грунтовых вод. В скважине после бурения нарушается исходный градиент температуры из-за самого бурения и циркуляции бурового раствора. Поэтому измерения проводят через 2-3 года после установления стабильного (исходного) градиента температуры. Обычно он измеряется термисторами, имеющими большую разрешающую способность по температуре. Их опускают и определяют перепад температуры между термисторами при известном расстоянии по высоте между ними.

Среднее измеренное значение теплового потока по всем континентам составляет q_o = 56,5 мВт/м^2 (1,35 е.т.п.) [Жарков, 1983]. На стабильных кратонах повышенный тепловой поток наблюдается в Австралии 63,6 мВт/м^2 (1,52 е.т.п.); наименьший – в Африке 49,8 мВт/м^2 (1,19 е.т.п.). В стабильных районах имеет место корреляция между тепловым потоком и содержанием радиоактивных изотопов: с увеличением радиоактивных изотопов возрастает тепловой поток (q_o). Уменьшение теплового потока связывается и с увеличением возраста пород. Распределение тепловых потоков имеет сложный характер (рис. 2.5). Высокие тепловые потоки наблюдаются в активных зонах вулканизма (на Камчатке) или в зонах растяжения и фильтрации глубинных флюидов (в Западной Сибири).

Температура океанического дна слабо изменяется (3-4 °С) и довольно постоянная, поэтому величина приповерхностного теплового потока в океанической коре во времени практически постоянная. Однако на величину теплового потока может влиять гидротермальная циркуляция в базальтовых породах дна.

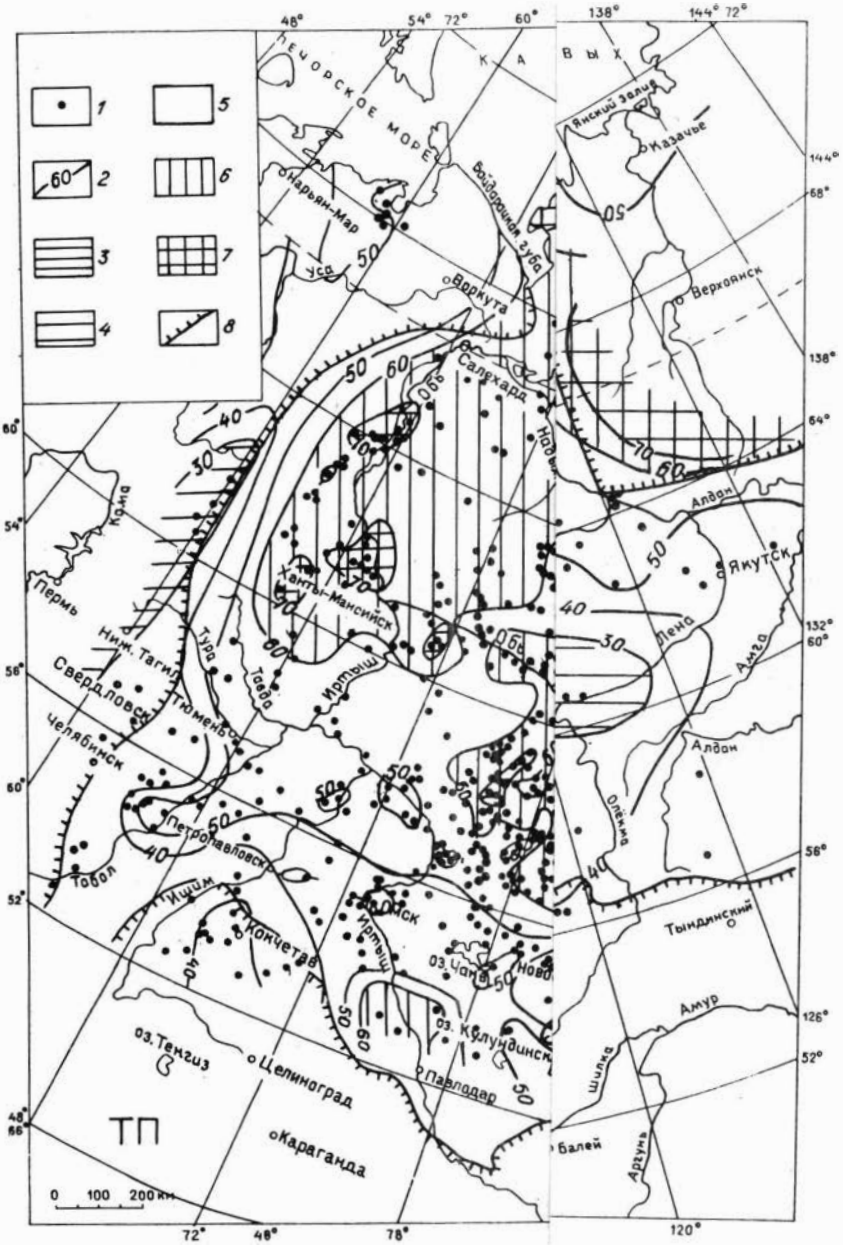


Рис. 2.5. Карта теплового потока Сибири:
1 – пункты определения теплового потока, измерен ным уровнем теплового потока, в мВт/м^2: 3 – менее 20, 4 – 20-30, 5 – 30-60

Значительная часть океанического дна покрыта илами или толщей мягких осадков. **Поэтому измерение теплового потока на океаническом дне** производится игольчатым зондом длиной порядка 3 м. Его опускают с корабля, и зонд под силой тяжести проникает в толщу осадков. Градиент температуры определяется с помощью термисторов, расположенных на различных высотах. Определение λ осадков осуществляется с помощью нагревателя, установленного на зонде. После его включения грунт прогревается и изменения температуры во времени записываются зондом. По этим изменениям вычисляется коэффициент теплопроводности среды.

Среднее значение теплового потока по всем океанам составляет $q_0 = 78{,}2$ мВт/м^2 (1,87 е.т.п.). Наибольший тепловой поток наблюдается в северной части Тихого океана $q_0 = 95{,}4$ мВт/м^2 (2,28 е.т.п.), а наименьший – в Южной Атлантике $q_0 = 59$ мВт/м^2 (1,41 е.т.п.). Концентрация радиоактивных изотопов в океанической коре на два порядка меньше, чем в континентальной, а океаническая кора в 5 раз тоньше, чем континентальная, т.е. радиоактивность океанической коры вносит не более 2 % от всего океанического теплового потока.

На дне океана имеет место зависимость величины удельного теплового потока от возраста пород: по мере удаления от оси хребта возраст пород увеличивается, а тепловой поток уменьшается. Так как вклад радиогенного тепла в океанах в величину теплового потока очень мал, средний градиент температуры в океанической коре и литосфере, согласно закону Фурье, запишется:

$$(\partial T/\partial y) = q_0/\lambda = 78{,}2 \cdot 10^{-3}/(2 \div 4) = (39{,}1 \div 19{,}5) \cdot 10^{-3}\ ^\circ\text{C/м},$$

где $\lambda = (2 \div 4)$ Вт/м $\cdot\ ^\circ$C. В этом случае изменение температуры по мере углубления будет определяться из соотношения:

$$T = T_0 - (19{,}5 \div 39{,}1) \cdot y \cdot 10^{-3}, \qquad (2.26)$$

где T_0 – температура на поверхности (на дне океана); y – координата, направленная вглубь (на поверхности $y = 0$). Из соотношения (2.26) следует, что на глубине $y = 5 \cdot 10^4$ м температура будет 975–1950 $^\circ$C без учета повышения температуры с глубиной из-за адиабатического сжатия (т.е. без учета адиабатического градиента температуры). Из усредненных оценок следует, что в океаническом ложе на этих глубинах может достигаться температура плавления базальта (1100 – 1200 $^\circ$C), т.е. базальтовый расплав будет устойчив и будет пропитывать породу или концентрироваться на этой глубине. Благодаря базальтовому вулканизму, как мы видели выше, и образуется океаническая кора.

Если бы перенос тепла осуществлялся только теплопроводностью, то наблюдался бы быстрый рост температуры и, согласно (2.26), уже при $y = 100$ км температура достигала бы температуры плавления оливина. В этом случае расплавились бы и мантийные остатки (реститы), обогащенные оливином. Однако этого не происходит, о чем свидетельствует прохождение поперечных сейсмических волн в мантии под океанами. Это означает, что градиент температуры при постоянном тепловом потоке уменьшается с глубиной. Это возможно лишь при условии включения более интенсивного способа передачи тепла, т. е. конвекции. Таким образом, в мантии под океанами процессы теплопереноса осуществляются преимущественно путем конвекции. Поэтому наша задача – вывести уравнение теплопроводности в

общем виде, когда теплообмен происходит в движущейся среде жидкости, способной поглощать или генерировать тепло (т. е. при наличии внутренних источников тепла).

2.7. Дифференциальное уравнение теплопроводности (энергии)

Основной задачей при изучении физического процесса является установление зависимости между параметрами, характеризующими этот процесс. Обычно сложные явления имеют много характерных параметров, которые изменяются во времени и пространстве, и особенно сложно установить зависимости между ними. В этом случае на основании общих законов физики устанавливается зависимость между переменными, характеризующими этот процесс (т. е. между координатами, временем и физическими параметрами) для элементарного дифференциального объема. В результате получают дифференциальное уравнение исследуемого процесса. Путем его интегрирования находят аналитическую зависимость между величинами на всю область интегрирования и в течение рассматриваемого интервала времени. Таким же образом получаются уравнения для процесса тепла. Но чтобы найти распределение температуры в движущейся жидкости, необходимо знать и распределение скорости в объеме и во времени. Поэтому процесс теплообмена описывается системой уравнений, состоящей из дифференциальных уравнений сплошности (неразрывности), движения (гидродинамики) и теплопроводности (энергии). Попытаемся рассмотреть физически и математически более понятную процедуру их вывода. Вначале запишем уравнение теплового обмена для движущейся жидкости, затем уравнения движения и неразрывности.

Составим тепловой баланс движущейся частицы жидкости. В несжимаемой жидкости тепловой баланс движущейся частицы определяется ее внутренней энергией, теплопроводностью, конвекцией тепла посредством течения и возникновением тепла вследствие внутреннего трения. Рассмотрим элементарный параллелепипед с гранями dx, dy, dz в движущейся жидкости (рис. 2.6).

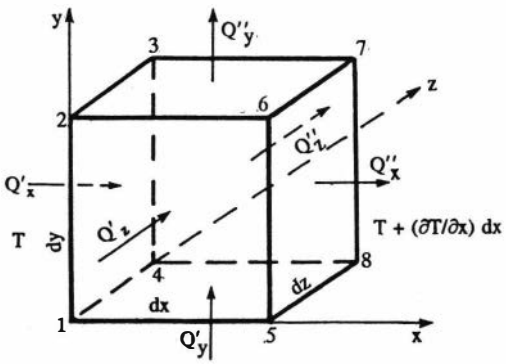


Рис. 2.6. К выводу уравнения теплообмена.

Считаем физические параметры теплопроводность λ, теплоемкость C_p и плотность ρ постоянными. Если пренебречь возникновением тепла вследствие внутреннего трения и изменением давления, то согласно первому началу термодинамики количество тепла, подведенное к элементарному объему $dx\,dy\,dz$ будет равно изменению теплосодержания его. Определим приток тепла через грани элемента путем теплопроводности. Количество тепла, проходящее за время dt в направлении оси x через грань 1234 (см. рис.2.6), согласно (2.16), равно

$$Q'_x = -\lambda\,(\partial T/\partial x)\,dy\,dz\,dt. \qquad (2.27)$$

Количество тепла, проходящее за dt через грань 5678, имеющую температуру $T + (\partial T/\partial x)\cdot\partial x$, будет равно

$$Q''_x = -\lambda\,(\partial/\partial x)\,[T + (\partial T/\partial x)\cdot dx]\,dy\,dz\,dt. \qquad (2.28)$$

Изменение количества тепла в элементарном объеме за счет теплообмена в направлении оси x найдем, вычитая (2.28) из (2.27):

$$\partial Q_x = Q'_x - Q''_x = \lambda\,(\partial^2 T/\partial x^2)\,dx\,dy\,dz\,dt. \qquad (2.29)$$

Аналогичным путем найдем и изменение количества тепла при передаче его в направлении осей y и z

$$\partial Q_y = \lambda\,(\partial^2 T/\partial y^2)\,dx\,dy\,dz\,dt, \qquad (2.30)$$

$$\partial Q_z = \lambda\,(\partial^2 T/\partial z^2)\,dx\,dy\,dz\,dt. \qquad (2.31)$$

Возможны в элементарном объеме и внутренние источники $Q_в$ тепла с удельным тепловыделением или поглощением Q_1 [Вт/м^3]. Общее изменение количества тепла в объеме $dx\,dy\,dz$ определим путем сложения выражений (2.29), (2.30), (2.31), суммируя к ним тепло внутренних источников:

$$\partial Q = \partial Q_x + \partial Q_y + \partial Q_z + \partial Q_в =$$
$$= \lambda\,(\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 + \partial^2 T/\partial z^2)\,dx\,dy\,dz\,dt + Q_1\,.\,dx\,dy\,dz\,dt. \qquad (2.32)$$

Из-за подведенного тепла за время dt полное изменение температуры рассматриваемого объема изменится на величину DT/Dt, а теплосодержание на величину:

$$\partial Q = c_p\rho\,(DT/Dt)\,dx\,dy\,dz\,dt. \qquad (2.33)$$

Приравнивая правые части уравнений (2.32) и (2.33), получим:

$$c_p\rho\,(DT/Dt)\cdot dx\,dy\,dz\,dt =$$
$$= \lambda\,(\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 + \partial^2 T/\partial z^2)\cdot dx\,dy\,dz\,dt + Q_1\,.\,dx\,dy\,dz\,dt. \qquad (2.34)$$

После преобразования уравнения (2.34) получим дифференциальное уравнение теплопроводности Фурье-Кирхгофа:

$$DT/Dt = (\lambda/c_p\rho)\,(\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 + \partial^2 T/\partial z^2) + Q_1/c_p\rho. \qquad (2.35)$$

В левой части уравнения (2.35) стоит полная производная по времени. Как известно из математического анализа, полная производная сложной функции равна сумме произведений частных производных этой функции на соответствующую производную промежуточного аргумента по независимой переменной. В нашем случае полная производная по временени имеет вид:

$$DT/Dt = (\partial T/\partial x)\cdot(dx/dt) + (\partial T/\partial y)\cdot(dy/dt) +$$
$$+ (\partial T/\partial z)\cdot(dz/dt) + \partial T/\partial t, \qquad (2.36)$$

где производные dx/dt, dy/dt, dz/dt представляют собой компоненты скорости по соответствующим осям x, y, z: u, v, w. Такую производную, связанную с движущейся средой, еще называют субстанциональной и обозначают:

$$DT/Dt = \partial T/\partial t + u\,(\partial T/\partial x) + v\,(\partial T/\partial y) + w\,(\partial T/\partial z). \qquad (2.37)$$

Здесь $\partial T/\partial t$ – локальное изменение температуры во времени $[u\,(T/\partial x) + v\,(\partial T/\partial y) + w\,(\partial T/\partial z)]$ – изменение T из-за конвекции. Подставляя (2.37) в (2.35), получим дифференциальное уравнение переноса энергии

$$\partial T/\partial t + u\,(\partial T/\partial x) + v\,(\partial T/\partial y) + w\,(\partial T/\partial z) =$$
$$= a\,(\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 + \partial^2 T/\partial z^2) + Q_1/c_p\rho, \qquad (2.38)$$

где $a = \lambda/c_p\rho$ [м^2/с] – коэффициент температуропроводности. Многочлен в правой части уравнения (2.38) характеризует теплообмен, связанный с кондукцией, а в левой $\partial T/\partial t$ – теплообмен из-за нестационарности процесса и три последующие члена – конвективный теплоперенос.

В случае отсутствия конвекции и для твердых тел уравнение (2.38) будет иметь вид:

$$\partial T/\partial t = a\,(\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 + \partial^2 T/\partial z^2) + Q_1/c_p\rho. \qquad (2.39)$$

Это уравнение называется дифференциальным уравнением Фурье.

2.8. Теплообмен в континентальной литосфере

Если предположить, что тепло передается из нижних частей литосферы континента на поверхность кондуктивно (с помощью теплопроводности по закону Фурье), то при толщине континентальной литосферы более 50 км должно наступить плавление. Ни сейсмические исследования, ни геологические реставрации для прошлых эпох не обнаруживают такое плавление. Причина в том, что не все тепло передается с границы астеносфера – литосфера континента, а значительное количество тепла выделяется в верхней части – коре континента. Это тепло генерируется в породах за счет радиоактивного распада, содержащихся в них радиоактивных элементов.

В табл. 2.1 представлены оценки содержаний радиоактивных элементов и генерации радиогенного тепла в верхнем слое Алданского и других щитов.

Распределение радиоактивных элементов по глубине имеет характер, представленный на рис. 2.7. Кривые распределения радногеинного тепловыделения можно аппроксимировать экспоненциальным законом убывания радногеинного тепловыделения с глубиной

$$Q_1 = Q_\text{п} \exp(-y/y_\text{o}), \qquad (2.40)$$

где $Q_\text{п}$ [Вт/м^3] – удельное тепловыделение вблизи поверхности. На глубине y_o, $Q_1 = Q_\text{п}/e$, т. е. y_o – характерный масштаб убывания тепловыделения с глубиной. Из-за очень большого возраста континентальной литосферы процесс теплообмена путем теплопроводности можно считать стационарным. В этом случае уравнение (2.39) имеет вид:

$$\lambda\,\partial^2 T/\partial y^2 + Q_\text{п} \cdot e^{-y/y_\text{o}} = 0. \qquad (2.41)$$

Проинтегрируем уравнение (2.41):

$$\lambda\,\partial T/\partial y - Q_\text{п} \cdot y_\text{o} \cdot e^{-y/y_\text{o}} = c_1. \qquad (2.42)$$

Содержание радиоактивных элементов и генераций радиогенного тепла в верхнем слое Q_n

Щит, область, блок	U, г/т	Th, г/т	K, %	Q_n, мкВт/м^3
Алданский щит				
Гранит-зеленокаменная обл.	1,4	9,8	2,37	1,27
Чаро-Олекминский блок				
Батомгский блок	1,7	6,7	2,06	1,15
Гранулито-гнейсовая обл.				
I				
Курультинский блок	0,8	2,8	1,76	0,58
II				
Зверевский –"–	1,0	4,7	1,3	0,74
Тыркандинский –"–	0,9	4,8	2,10	0,81
Сеймский –"–	1,1	6,2	1,64	0,90
Тырканский –"–	1,2	6,5	1,90	0,98
III				
Мелемкенский –"–	1,0	9,6	2,42	1,15
Холболохский –"–	1,5	8,6	1,70	1,16
Учуро-Гонамский –"–	1,2	9,0	2,28	1,19
Суннагинский –"–	1,1	9,8	2,12	1,23
IV				
Сутамский блок	1,8	11,0	2,04	1,48
Нимныpский –"–	1,7	14,3	2,96	1,80
Чугинский –"–	2,4	19,7	3,05	2,34
Анабарский щит	–	–	–	0,76
Балтийский щит				
Карельский юго-западный блок	–	–	–	1,17
Кольский мегаблок	–	–	–	0,3-1,2 1,0

Так как $q = -\lambda\, \partial T/\partial y$, тогда представим (2.42) в виде:

$$-q - Q_n \cdot y_o\, e^{-y/y_o} = c_1.$$

Постоянную c_1 найдем из условия: при $y \to \infty$; $q = q_м$, где $q_м$ – мантийный удельный тепловой поток. Из этого следует, что $c_1 = -q_м$. Тепловой поток на произвольной глубине будет определяться соотношением:

$$q = q_м - Q_n \cdot y_o\, e^{-y/y_o}. \qquad (2.43)$$

На поверхности Земли (при $y = 0$):

$$q_п = q_м - Q_п \cdot y_o \quad \text{и} \quad Q_п \cdot y_o = q_м - q_п. \tag{2.44}$$

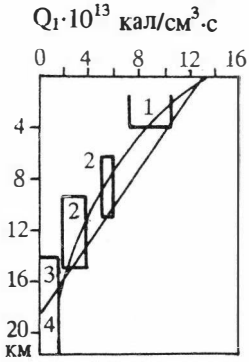


Рис.2.7. Распределение интенсивности радиогенного тепловыделения в различных частях батолита Айдахо, США [Swanberg,1972]:
1 – граниты; 2 – кварцевые монцониты; 3 – кварцевые диориты; 4 – габбро; графики – аппроксимация данных линейной и экспоненциальной моделей при $Q_п$ = 5,53 мкВт/м^3 ($1 \cdot 10^{-13}$ кал/см^3 = 0,419 мкВт/м^3) и y_o= 9,4 км.

Из соотношения (2.44) следует, что при экспоненциальном убывании тепловыделения с глубиной тепловой поток на поверхности ($q_п$) определяется линейной зависимостью от удельного тепловыделения вблизи поверхности ($Q_п$).

На рис. 2.8 представлена зависимость теплового потока на поверхности от приповерхностного удельного тепловыделения за счет радиогенного тепла. Последний определен в горных восточных районах США.

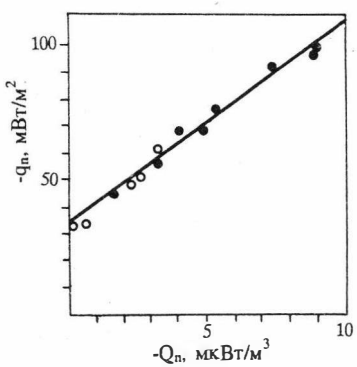


Рис.2.8. Зависимость между тепловыми потоками и интенсивностью генерации радиогенного тепла для плутонов области Новая Англия (черные точки) и для центра стабильных регионов (кружки) [Roy et al., 1968].

Пересечение аппроксимирующей прямой с осью $q_п$ дает значение мантийного теплового потока, поступающего из верхней мантии к континенту. Эта величина, согласно рис. 2.8, $q_м = -34 \cdot 10^{-3}$ Вт/м^2. Знак минус указывает на то, что Земля теряет тепло. При среднем тепловом потоке $q_п = -60 \cdot 10^{-3}$ Вт/м^2 и при соответствующем $q_п$ внутреннем тепловыделении $Q_п = 3{,}5 \cdot 10^{-6}$ Вт/м^3 из соотношений (2.44) можем определить характерную глубину $y_o = (q_м - q_п)/Q_п$ = 7429 м.

Величина y_o различна для разных регионов, но обычно она составляет 16-25 км. Величину $Q_п \cdot y_O$ можно оценить и из следующих соображений: наиболее мощные и старые докембрийские щиты имеют устойчивые низкие тепловые потоки, так как тепловой поток из мантии незначителен. Поэтому в первом приближении можно предположить, что $Q_п \cdot y_o \leq q_п \leq 39$ мВт/м^2, как это имеет место для докембрийских Канадских, Австралийских и Балтийских щитов. Для гранитов $Q_п \approx$ $\approx 2{,}4 \cdot 10^{-6}$ Вт/м^3, тогда $y_o \leq 39 \cdot 10^{-3} / 2{,}40 \cdot 10^{-6} \leq 16$ км.

В табл. 2.2 представлены результаты исследований Ю.М. Пузанкова [1989], откуда следует, что величина y_o изменяется для различных регионов в диапазоне 4-34 км (в среднем 19 км).

Таблица 2.2

Результаты статистического анализа соотношения значений $q_п$ и $Q_п$ в Алтае-Саянской Области

Тектонические зоны	Число участков	$q_п$, мВт/м^2	$Q_п$, мкВт/м^3	y_o, км
Западные и центральные районы (без Томь-Колыванской зоны)	33	44	1,25	19,2
Рудный Алтай	15	47	1,37	19,2
Горно-Алтайская и Кузнецко-Прителецкая	6	40	1,32	16
Салаир	4	30	0,9	16
Кузнецкий прогиб	14	55	1,3	16
Хакасская-Западио-Тувинская	12	42	1,00	22,8
Южно-Минусинский прогиб	8	55	1,3	22,8
Восточно-Саяно-Сангиленская	5	62	1,07	34,5
Гранитные батолиты Новосибирского Приобья	4	51	6,03	4,3
Вся Алтае-Саянская область	38	48	1,19	23

Примечание. $q_п$ – среднее значение теплового потока в пределах тектонической зоны; $Q_п$ – среднее значение интенсивности генерации радиогенного тепла в поверхностных породах региона; y_o – масштаб убывания $Q_п$ с глубины (в среднем 19 км).

На поверхности Земли тепловой поток ($q_п$) можно представить как сумму радиогенного теплового потока, генерируемого в верхней коре (q_o), и потока мантийного, поступающего с границы литосфера – астеносфера:

$$q_п = q_м + q_o.$$

В табл. 2.3 представлены значения $q_м$, $q_о$, $q_п$ для различных регионов [Дучков, Соколова, 1974], откуда следует, что в Байкальской впадине определяющим является мантийный тепловой поток, а радиогенное тепло составляет 28 % от теплового потока на поверхности. В тектонически спокойных регионах величина мантийного теплового потока равна 20 %.

Таблица 2.3

Составляющие теплового потока для различных районов

Район	Тепловой поток, мВт/м^2			
	$q_п$	$q_о$	$q_м$	$q_о/q_п$,%
Западно-Сибирская плита				
1. Южные и центральные районы	41,8	33,5	8,34	80
Байкальский регион				
2. Юг северной платформы	41,8	33,5	8,34	80
3. Байкальская впадина (рифт)	117,2	33,5	83,7	28
4. Юго-Западное Забайкалье				
а) район Удинской впадины	56,5	36,8	19,7	65
б) Джидинский район	75,3	48	27,3	64
Камчатка				
5. Кроноцкий п-ов	37,7	16,7	21	44
6. Корякско-Авачинская и Паратунская депрессии	62,8	16,7	46,1	27

Профили температуры по глубине, взятые из работы А.Д. Дучкова и Л.С. Соколовой [1974], представлены на рис. 2.9.

Если предположить, что тепло передается только теплопроводностью, то на глубине уже 40 км под Байкальским рифтом должно быть полное выплавление базальта, но сейсмическими исследованиями это не установлено. Значит, на глубине $y > 20$ км включается более интенсивный теплообмен – конвективный и, следовательно, в этой области градиент температуры уменьшается. Аналогичная картина наблюдается для Восточного Забайкалья; плавления на глубине свыше 35 км по сейсмическим данным нет. Для того чтобы знать распределение температуры в конвективной области нужно прежде всего знать поле скорости в ней, как это следует из уравнения (2.38). Поэтому процесс теплообмена может быть описан системой уравнений, состоящей из уравнений теплообмена (или энергии), сплошности (или неразрывности) и количества движения (или просто уравнения движения).

Уравнение теплообмена нами было получено ранее. Выведем уравнения неразрывности (сплошности) и движения.

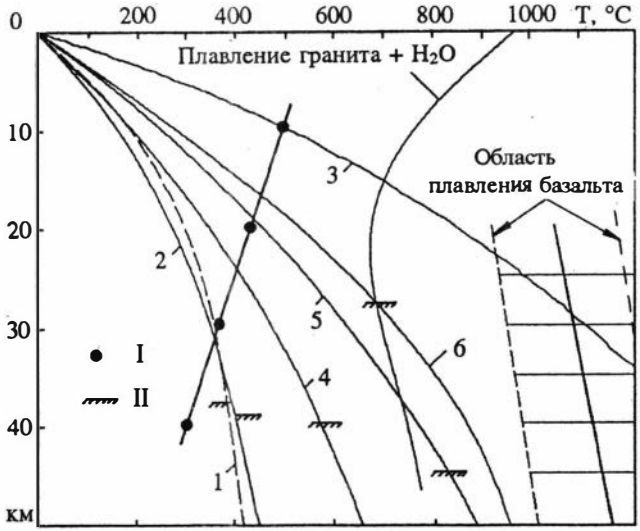


Рис. 2.9. Распределение температуры по глубине для Сибири и Камчатки. Пояснения см. в табл. 2.3:
I – температура Кюри титаномагнетитов в зависимости от глубины их формирования; II – положение границы "М".

2.9. Уравнение неразрывности

Уравнение неразрывности выводится на основании закона сохранения массы. В движущейся со скоростью u жидкости выделим элементарный параллелепипед со сторонами dx, dy, dz и определим протекающую за время dt массу жидкости (рис. 2.10)

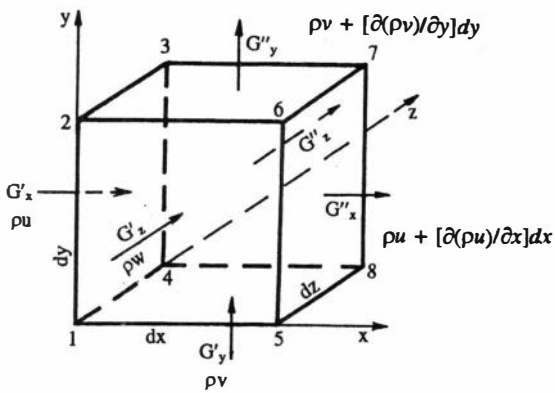


Рис. 2.10. К выводу дифференциального уравнения сплошности.

Определим расход жидкости в направлении оси x. Через грань 1234 втекает масса жидкости G'_x, равная

$$G'_x = \rho \cdot u \cdot dy \cdot dz \cdot dt. \qquad (2.45)$$

Через противоположную грань 5678 вытекает масса G''_x, имеющая удельный расход $[\rho u + (\partial(\rho u)/\partial x)\,\partial x]$:

$$G''_x = [\rho u + \partial(\rho u)/\partial x] \cdot dy \cdot dz \cdot dt. \qquad (2.46)$$

Из уравнений (2.45) и (2.46) найдем результирующий расход:

$$\partial G_x = G''_x - G'_x = [\partial(\rho u)/\partial x] \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt. \qquad (2.47)$$

Таким же способом найдем результирующие расходы в направлении осей y и z:

$$\partial G_y = [\partial(\rho v)/\partial y] \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt, \qquad (2.48)$$

$$\partial G_z = [\partial(\rho w)/\partial z] \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt. \qquad (2.49)$$

Полный баланс массы втекающей и вытекающей жидкости из элементарного объема будет равен сумме выражений (2.47) – (2.49):

$$\partial G = [\partial(\rho u)/\partial x + \partial(\rho v)/\partial y + \partial(\rho w)/\partial z] \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt. \qquad (2.50)$$

Это изменение массы объема $dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt$ связано с изменением плотности жидкости в нем во времени $(\partial\rho/\partial t) \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt$:

$$[\partial(\rho u)/\partial x + \partial(\rho v)/\partial y + \partial(\rho w)/\partial z] \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt = -\partial\rho/\partial t \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt.$$

Преобразуя это уравнение, получим дифференциальное уравнение сплошности:

$$\partial\rho/\partial t + \partial(\rho u)/\partial x + \partial(\rho v)/\partial y + \partial(\rho w)/\partial z = 0. \qquad (2.51)$$

Для случая несжимаемой жидкости (ρ = const) уравнение неразрывности упрощается:

$$\mathrm{div}\vec{u} = \partial u/\partial x + \partial v/\partial y + \partial w/\partial z = 0. \qquad (2.52)$$

Уравнение движения. Для составления уравнения движения будем исходить из основного закона механики – второго закона Ньютона, согласно которому масса, умноженная на ускорение, равна сумме всех сил, действующих на рассматриваемую массу. На выделенную массу движущейся жидкости действуют силы: массовая сила или сила тяжести (F), сила поверхностная (P) или сила давления и трения. Сила является векторной величиной, и потому в общем виде это уравнение может быть записано для проекций на три оси – x, y, z.

Обозначим массовую силу как $\vec{F} = \rho \cdot \vec{g}$, отнесенную к единице объема, где $\vec{g}$ – вектор силы тяжести, а через $\vec{P}$ – поверхностную силу, отнесенную также к единице объема. Тогда уравнение в векторной форме имеет вид:

$$\rho \cdot D\vec{u}/Dt = \vec{F} + \vec{P}, \qquad (2.53)$$

где $D\vec{u}/Dt$ – полное ускорение – субстанциональное ускорение. Мы уже познакомились с субстанциональной производной при выводе уравнения энергии (2.37).

По аналогии с уравнением (2.37) можем записать субстанциональную производную для осей x, y, z соответственно:

$$\begin{aligned} Du/Dt &= \partial u/\partial t + u\,\partial u/\partial x + v\,\partial u/\partial y + w\,\partial u/\partial z, \\ Dv/Dt &= \partial v/\partial t + u\,\partial v/\partial x + v\,\partial v/\partial y + w\,\partial v/\partial z, \\ Dw/Dt &= \partial w/\partial t + u\,\partial w/\partial x + v\,\partial w/\partial y + w\,\partial w/\partial z. \end{aligned} \qquad (2.54)$$

Субстанциональное ускорение представляет собой сумму локальной составляющей ускорения $\partial u/\partial t$, $\partial v/\partial t$, $\partial w/\partial t$, учитывающей нестационарный характер течения, и конвективной составляющей ускорения, учитывающей перемещение частиц. Конвективной составляющей проекции на ось x является многочлен:

$$u\,\partial u/\partial x + v\,\partial u/\partial y + w\,\partial u/\partial z. \qquad (2.55)$$

В векторной форме полное ускорение также можно представить как сумму локального ускорения $\partial\vec{u}/\partial t$ и конвективного ускорения $(\vec{u}\,\mathrm{grad})\,\vec{u}$:

$$\mathrm{D}\vec{u}/Dt = \partial\vec{u}/\partial t + (\vec{u}\,\mathrm{grad})\,\vec{u}. \qquad (2.56)$$

Перейдем к рассмотрению сил массовых $\vec{F}$ и поверхностных $\vec{P}$.

Массовые силы следует рассматривать как заданные внешние силы. К ним следует отнести прежде всего силу тяжести. Поверхностные же силы зависят от деформационного состояния (состояния движения) жидкости и представляют собой силы давления и силы трения.

Рассмотрим элементарный объем в движущейся среде (жидкости), представляющий параллелепипед с ребрами dx, dy, dz (рис. 2.11).

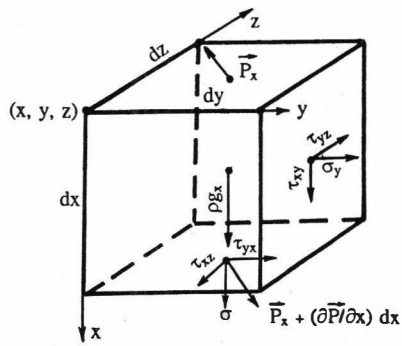


Рис. 2.11. К выводу дифференциального уравнения движения жидкости.

На элементарный объем действует массовая сила тяжести и поверхностные силы – силы давления и трения. Определим проекции этих сил на ось x. Гравитационная сила приложена в центре элементарного объема и равна произведению проекции ускорения силы тяжести (g_x) на массу этого объема $m = \rho\cdot dV$

$$\rho\cdot dV g_x\cdot = g_x\cdot\rho\cdot dx\cdot dy\cdot dz. \qquad (2.57)$$

Разделим (2.57) на объем dV. Получим массовую силу, отнесенную к единице объема,

$$\vec{F}_x = g_x\,\rho. \qquad (2.58)$$

Поверхностные силы (силы давления и трения) зависят от деформационного состояния (состояния движения) среды (жидкости). Совокупность поверхностных сил определяет напряженное состояние. Поэтому необходимо также знать связь между напряженным и деформированным состоянием. Эта связь может быть установлена только эмпирически и известна как закон Гука и закон трения Стокса.

Последний является обобщенным случаем закона трения Ньютона. Разница между законами Гука и Ньютона–Стокса, как это уже было указано выше (см. раздел 2.3), состоит в следующем. Закон Гука эмпирически выражает упругую деформацию, согласно которому, силы, возникающие при деформации упругих тел, пропорциональны величине относительной деформации (2.1). Согласно же закону вязкого трения (закон Ньютона), силы, возникающие при деформации среды (вязкой жидкости), пропорциональны скорости деформации (2.3).

Рассмотрим общее напряженное состояние для упругих тел и жидкостей. С этой целью рассмотрим силы, действующие на грани параллелепипеда со сторонами dx, dy, dz (см. рис.2.11) и с координатой на одной из вершин его (x, y, z). К обеим граням параллелепипеда, перпендикулярным осям x и имеющим площади $dz \cdot dy$, приложены результирующие напряжения: $\vec{P}_x$ и $\vec{P}_x + (\partial \vec{P}_x / \partial x) \cdot dx$. Эти напряжения являются векторами. Соответственно силы, действующие на эти грани, будут: $\vec{P}_x \, dz \cdot dy$ и $[\vec{P}_x + (\partial \vec{P}_x / \partial x) \cdot dx] \cdot dx \cdot dy$. Равнодействующая этих сил будет равна их разности:

$$\vec{P}_x + (\partial \vec{P}_x / \partial x) \cdot dx] \cdot dz \cdot dy - \vec{P}_x \, dz \cdot dy = (\partial \vec{P}_x / \partial x) \cdot dx \cdot dy \cdot dz; \qquad (2.59)$$

Эта сила также является вектором. Индекс x указывает на то, что рассматриваемые выше векторы действуют на элементарную площадку, перпендикулярную к оси x.

Аналогичным образом получим результирующие составляющие поверхностной силы для всех трех координатных направлений:

для направления x: $(\partial \vec{P}_x / \partial x) \cdot dx \cdot dy \cdot dz$;

для направления y: $(\partial \vec{P}_y / \partial y) \cdot dx \cdot dy \cdot dz$;

для направления z: $(\partial \vec{P}_z / \partial z) \cdot dx \cdot dy \cdot dz$.

Сложим эти составляющие и разделим на объем $dx \cdot dy \cdot dz$, получим поверхностную результирующую силу $\vec{P}$, которая вызвана напряженным состоянием элемента объема, отнесенную к единице объема:

$$\vec{P} = \partial \vec{P}_x / \partial x + \partial \vec{P}_y / \partial y + \partial \vec{P}_z / \partial z. \qquad (2.60)$$

В равенстве (2.60) $\vec{P}_x$, $\vec{P}_y$, $\vec{P}_z$ – векторы можно разложить на составляющие по осям. Для этого введем следующие обозначения. Составляющие, нормальные к элементарным площадкам, т. е. нормальные напряжения обозначим через σ с индексом, указывающим ось, параллельно которой направлено нормальное напряжение. Касательные напряжения, лежащие в плоскости элементарных площадок, обозначим τ с двумя индексами, первый указывает, к какой оси перпендикулярна рассматриваемая площадка, а второй – ту ось, параллельно которой направлено рассматриваемое касательное напряжение. В этом случае результирующие напряжения $\vec{P}_x$, $\vec{P}_y$, $\vec{P}_z$ можем представить в виде векторов суммы составляющих по осям напряжений (см. рис. 2.11):

$$\begin{aligned} \vec{P}_x &= \vec{i}\,\sigma_x + \vec{j}\,\tau_{xy} + \vec{k}\,\tau_{xz}; \\ \vec{P}_y &= \vec{i}\,\tau_{yx} + \vec{j}\,\sigma_y + \vec{k}\,\tau_{yz}; \\ \vec{P}_x &= \vec{i}\,\tau_{zx} + \vec{j}\,\tau_{zy} + \vec{k}\,\sigma_z; \end{aligned} \qquad (2.61)$$

где $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – единичные векторы, параллельные соответственно осям x, y, z. Из (2.61) следует, что напряженное состояние может определяться девятью скалярными величинами, но только шесть из них независимы. Действительно, касательные напряжения с одинаковыми, но расположенными в обратном порядке индексами, равны друг другу. Это следует из равенства моментов относительно произвольной оси при равновесии упругого тела. Например, сопоставив моменты относительно оси z (см. рис. 2.11), получим:

$$\tau_{xy}\, dy \cdot dz \cdot dx = \tau_{yx} \cdot dx \cdot dz \cdot dy,$$

откуда следует, что $\tau_{xy} = \tau_{yx}$. Точно также получим:

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} \qquad \text{и} \qquad \tau_{zy} = \tau_{yz}. \tag{2.62}$$

Таким образом, напряженное состояние определяется шестью независимыми скалярными величинами τ_{xy}, τ_{xz}, τ_{yz}, σ_x, σ_y, σ_z. Подставив в равенство (2.60) значения $\vec{P}_x$, $\vec{P}_y$, $\vec{P}_z$ из (2.61), учитывая равенства напряжений, согласно соотношению (2.62) получим для поверхностной силы $\vec{P}$, отнесенной к единице объема, следующее соотношение:

$$\begin{aligned}\vec{P} = {} & \vec{i}\,(\partial\sigma_x/\partial x + \partial\tau_{xy}/\partial y + \partial\tau_{xz}/\partial z) + \text{составляющая по оси } x, \\ & + \vec{j}\,(\partial\tau_{xy}/\partial x + \partial\sigma_y/\partial y + \partial\tau_{yz}/\partial z) + \text{составляющая по оси } y, \\ & + \vec{k}\,(\partial\tau_{xz}/\partial x + \partial\tau_{yz}/\partial y + \partial\sigma_z/\partial z) + \text{составляющая по оси } z.\end{aligned} \tag{2.63}$$

Полученные выражения для инерционных сил, разложенных по осям (2.54), массовых $g_x\rho$, $g_y\rho$, $g_z\rho$ и поверхностных сил (2.63), суммируем, согласно общему уравнению (2.53), для соответствующих направлений:

$$\begin{aligned}\rho\, Du/Dx &= g_x\rho + (\partial\sigma_x/\partial x + \partial\tau_{xy}/\partial y + \partial\tau_{xz}/\partial z), \\ \rho\, Dv/Dy &= g_y\rho + (\partial\tau_{xy}/\partial x + \partial\sigma_y/\partial y + \partial\tau_{yz}/\partial z), \\ \rho\, Dw/Dz &= g_z\rho + (\partial\tau_{xz}/\partial x + \partial\tau_{yz}/\partial y + \partial\sigma_z/\partial z).\end{aligned} \tag{2.64}$$

Рассмотрим идеальную жидкость, лишенную вязкости, для которой все касательные напряжения равны нулю ($\tau_{xy} = \tau_{xz} = \tau_{yz} = 0$). Остаются только нормальные напряжения, которые равны друг другу. Отрицательные значения любого из этих напряжений называются давлением жидкости:

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = -P. \tag{2.65}$$

Таким образом, в жидкости без трения давление жидкости равно любому из нормальных напряжений, взятому со знаком минус.

Для вязкой жидкости целесообразно ввести при анализе поверхностных сил в качестве расчетной величины среднеарифметическое из трех нормальных напряжений

$$1/3\,(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z). \tag{2.66}$$

Эту величину, неизменяющуюся при преобразовании координат, будем называть давлением жидкости.

Система из трех уравнений содержит шесть составляющих напряжений (σ_x, σ_y, σ_z, τ_{xy}, τ_{xz}, τ_{yz}). Поэтому следующей задачей является установление зависимостей этих составляющих от деформации, т. е. от скорости u, v, w.

Выделим из нормальных напряжений величину, равную давлению $-P$:

$$\sigma_x = -P + \sigma'_x; \quad \sigma_y = -P + \sigma'_y; \quad \sigma_z = -P + \sigma'_z. \tag{2.67}$$

Оставшиеся слагаемые σ'_x, σ'_y, σ'_z нормальных напряжений, так же как и касательные напряжения, зависят от вязкости и выражаются через скорости смещения. Для примера рассмотрим наиболее простой случай. Выражение для касательной силы трения проще всего может быть установлено из рассмотрения плоского ламинарного потока, в котором скорость u изменяется лишь в направлении оси y (рис.2.12). В этом случае сила трения возникает только на боковых границах элемента. На левой грани элемента скорость меньше, чем в самом выделенном элементе и потому сила трения направлена против движения и равна $\tau_{zx}\ dx{\cdot}dz$. Около правой грани элемента скорость больше, чем в самом элементе, поэтому в сечении $y + dy$ сила трения направлена по направлению движения и равна

$$[\tau_{zx} + (\partial\tau_{zx}/\partial y){\cdot}dy]{\cdot}dx{\cdot}dz.$$

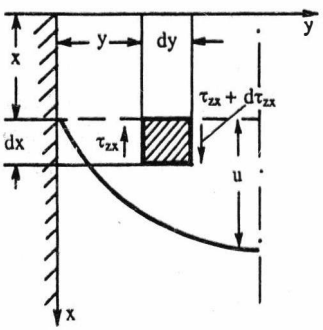


Рис. 2.12. Направления касательных напряжений, действующих на элемент жидкости в одномерном потоке.

Равнодействующая этих сил равна алгебраической сумме

$$[\tau_{zx} + (\partial\tau_{zx}/\partial y){\cdot}dy]{\cdot}dx{\cdot}dz - \tau_{zx}\ dx{\cdot}dz = (\partial\tau_{zx}/\partial y)\ {\cdot}dV. \tag{2.68}$$

Согласно закону Ньютона, $\tau = \eta(\partial u/\partial y)$ выражение (2.68) запишем в следующем виде:

$$\{\partial\tau_{zx}/\partial y]{\cdot}dV = \eta\ \{\partial^2 u/\partial y^2]{\cdot}dV. \tag{2.69а}$$

В общем случае, когда скорость зависит от трех координат и жидкость несжимаемая (ρ = const), все компоненты напряжения выражаются через скорости следующим образом (закон Стокса):

$$\begin{aligned} &\sigma'_x = 2\eta\ \partial u/\partial x; \quad \tau_{xy} = \eta\ (\partial u/\partial y + \partial v/\partial x);\\ &\sigma'_y = 2\eta\ \partial v/\partial y; \quad \tau_{yz} = \eta\ (\partial v/\partial z + \partial w/\partial y);\\ &\sigma'_z = 2\eta\ \partial w/\partial z; \quad \tau_{xz} = \eta\ (\partial u/\partial z + \partial w/\partial x). \end{aligned} \tag{2.69б}$$

2.10. Уравнение Навье-Стокса

Рассмотрим как модифицируются вышеприведенные уравнения для случая несжимаемой жидкости. В уравнении движения (2.64) выделим из нормальных напряжений давление P, согласно соотношениям (2.67):

$$\rho\, Du/Dt = g_x\rho - \partial P/\partial x + (\partial\sigma'_x/\partial x + \partial\tau_{xy}/\partial y + \partial\tau_{xz}/\partial z),$$
$$\rho\, Dv/Dt = g_y\rho - \partial P/\partial y + (\partial\tau_{xy}/\partial x + \partial\sigma'_y/\partial y + \partial\tau_{yz}/\partial z), \qquad (2.70)$$
$$\rho\, Dw/Dt = g_z\rho - \partial P/\partial z + (\partial\tau_{xz}/\partial x + \partial\tau_{yz}/\partial y + \partial\sigma'_z/\partial z).$$

Подставим в уравнение движения (2.70) значения напряжений, выраженных через градиент скорости (2.69б). Покажем эту процедуру на примере для направлений по оси x при η = const:

$$\partial\sigma'_x/\partial x + \partial\tau_{xy}/\partial y + \partial\tau_{xz}/\partial z = 2\eta\,\partial^2 u/\partial x^2 + (\partial/\partial y)[\eta\,(\partial u/\partial y +$$
$$+ \partial v/\partial x)] + (\partial/\partial z)[\eta\,(\partial u/\partial z + \partial w/\partial x)] = \eta\,(\partial^2 u/\partial x^2 + \partial^2 v/\partial y^2 +$$
$$+ \partial^2 w/\partial z^2). \qquad (2.71)$$

Аналогично найдем выражения и для направления y и z. Запишем уравнение (2.70) для случая несжимаемой жидкости (ρ = const). В этом случае уравнение неразрывности имеет вид (2.52). Поскольку в несжимаемой жидкости разности температур невелики, коэффициент динамической вязкости можно рассматривать как величину постоянную. Поэтому уравнение движения (2.70), учитывая равенства (2.69б) и (2.71) и уравнение неразрывности (2.52), для трехмерного случая течения имеет вид:

$$\rho\,(\partial u/\partial t + u\cdot\partial u/\partial x + v\cdot\partial u/\partial y + w\cdot\partial u/\partial z) =$$
$$= g_x\rho - \partial P/\partial x + \eta\,(\partial^2 u/\partial x^2 + \partial^2 u/\partial y^2 + \partial^2 u/\partial z^2),$$
$$\rho\,(\partial v/\partial t + u\cdot\partial v/\partial x + v\cdot\partial v/\partial y + w\cdot\partial v/\partial z) =$$
$$= g_y\rho - \partial P/\partial y + \eta\,(\partial^2 v/\partial x^2 + \partial^2 v/\partial y^2 + \partial^2 v/\partial z^2),$$
$$\rho\,(\partial w/\partial t + u\cdot\partial w/\partial x + v\cdot\partial w/\partial y + w\cdot\partial w/\partial z) =$$
$$= g_z\rho - \partial P/\partial z + \eta\,(\partial^2 w/\partial x^2 + \partial^2 w/\partial y^2 + \partial^2 w/\partial z^2), \qquad (2.72)$$
$$\partial u/\partial x + \partial v/\partial y + \partial w/\partial z = 0. \qquad (2.73)$$

Это – уравнение Навье-Стокса для несжимаемой жидкости, записанное для прямоугольной системы координат. Если массовые силы рассматривать как заданные, то остаются четыре неизвестные величины P, u, v, w и для их определения имеются четыре уравнения. К этим уравнениям следует прибавить и уравнение теплообмена (2.38):

$$\partial T/\partial t + u\cdot\partial T/\partial x + v\cdot\partial T/\partial y + w\cdot\partial T/\partial z =$$
$$= a\,(\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 + \partial^2 T/\partial z^2). \qquad (2.74)$$

Уравнения Навье-Стокса (2.72), (2.73) для несжимаемой жидкости и уравнение теплообмена (2.74) могут быть записаны в векторной форме:

$$\rho\cdot D\vec{u}/Dt = \vec{g}\,\rho - \mathrm{grad}\,P + \eta\nabla\vec{u}, \qquad (2.75)$$
$$\mathrm{div}\,\vec{u} = 0, \qquad (2.76)$$
$$DT/Dt = a\,\nabla T + (\eta/c_p\rho)\cdot\Phi + Q_1/c_p\rho, \qquad (2.77)$$

где $\nabla = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ – оператор Лапласа, $\Phi = 2[(\partial u/\partial x)^2 + (\partial v/\partial y)^2 + (\partial w/\partial z)^2] + (\partial v/\partial x + \partial u/\partial y) + (\partial w/\partial y + \partial v/\partial z) + (\partial u/\partial z + \partial w/\partial x) - (2/3)(\partial u/\partial x + \partial v/\partial y + \partial w/\partial z)^2$ – диссипативная функция, которая представляет вязкую диссипацию и описывает необратимую часть переноса энергии, обусловленную компонентами напряжения.

2.11. Приближение Буссинеска

Уравнение (2.75) записано для несжимаемой жидкости. При изменении температуры в объеме изменяется и плотность. Зависимость плотности от температуры описывается уравнением состояния жидкости. В свою очередь, изменение температуры в различных точках порождает изменение плотности в них. В этом случае возникают массовые силы в гравитационном поле. Эти силы часто называют подъемными силами. Такую жидкость следует уже рассматривать как сжимаемую и учитывать все эффекты, связанные с изменением плотности.

В гравитационном поле подъемная сила определяется выражением $\vec{F} = \rho \cdot \vec{g}$, где $\vec{g}$ – ускорение силы тяжести. Если мы пренебрежем изменением плотности, то этим самым пренебрежем тепловыми гравитационными силами, которые при естественной конвекции являются движущими силами, и, таким образом, конвективное течение не может быть описано системой уравнений для несжимаемой жидкости.

Как видим, поле температуры связано с течением, которое при естественной конвекции возникает из-за изменения температуры вследствие изменения плотности. Поэтому для получения распределения скорости, температуры и давления в пространстве и во времени нужно решать уравнения движения, неразрывности, теплообмена и состояния вещества совместно, что очень усложняет исследование тепловых гравитационных течений. В связи с этим при изучении естественной конвекции вводят упрощающие предположения и применяют более удобные приближенные методы.

Рассмотрим приближения, введенные Буссинеском. Местное статическое давление P в уравнении движения можно представить двумя членами: гидростатическим P_a и динамическим P_d давлениями: $P = P_a + P_d$. Давление P_a равно гидростатическому давлению в окружающей среде покоящейся жидкости: $P_a = \rho_a \cdot g \cdot x$, когда гравитационная сила действует в положительном направлении вдоль оси x (параллельно оси x). Поэтому в гравитационном поле $\text{grad}\, P_a = \partial P / \partial x = \rho_a \cdot g$ (за начало отсчета принимаем $P_a = 0$ при $x = 0$). Давление P_d представляет собой динамическую составляющую, обусловленную течением, и его нужно определять из основных уравнений вместе с полем температуры и скорости. В этом случае сумму массовых и поверхностных сил давления представим в виде $\vec{F} - \text{grad}\, P = \rho \cdot \vec{g} - \text{grad}\,(P_a + P_d) = (\rho \cdot \vec{g} - \text{grad}\, P_a) - \text{grad}\, P_d = (\rho - \rho_a)\, \vec{g} - \text{grad}\, P_d = \Delta\rho \cdot \vec{g} - \text{grad}\, P_d$. Уравнение движения (2.75) запишем в виде:

$$D\vec{u}/Dt = [(\rho - \rho_a)/\rho] \cdot \rho \cdot \vec{g} - (1/\rho) \cdot \text{grad} P_a + (\eta/\rho) \cdot \nabla \vec{u}. \qquad (2.78)$$

Другие уравнения (2.77) и (2.51) приведены выше. Основная трудность в решении системы уравнений (2.77), (2.78), (2.51) связана с необходимостью учитывать изменение плотности ρ в зависимости от температуры в уравнении неразрывности (2.51). Задача существенно упрощается, если учитывать изменение плотности только в массовом члене $[(\rho - \rho_a)/\rho] \cdot \vec{g}$ и пренебрегать этим изменением в уравнении неразрывности.

Рассмотрим корректность такого упрощения. Из эксперимента следует, что при относительно небольших перепадах температуры относительное изменение плотности невелико и составляет проценты от величины плотности. Например, для воды наибольший перепад температуры при атмосферном давлении равен 100 °С. При величине коэффициента объемного расширения для воды

$$\beta = (-1/\rho)\,(\partial P/\partial T)_p = 2{,}2\cdot 10^{-4}\ [1/^\circ\mathrm{C}]$$

величина $\Delta\rho = \rho\cdot\beta\cdot\Delta T = 0{,}022$ г/см^3, т. е. всего 2 % от величины $\rho = 1$ г/см^3 и $\Delta\rho/\rho = 0{,}022$. Оценим, как скажется относительное изменение плотности по сравнению с градиентом скорости в уравнении неразрывности (2.51):

$$\partial(\rho u)/\partial x = u\cdot\partial\rho/\partial x + \rho\cdot\partial u/\partial x.$$

Для случая, когда окружающая жидкость имеет постоянную температуру T_a и, следовательно, $\rho_a = \mathrm{const}$, сравним относительное изменение плотности ($u\cdot[\partial\rho/\partial x]$) с относительным изменением скорости ($\rho\cdot[\partial u/\partial x]$). Для этого оценим величину отношения $u\cdot(\partial\rho/\partial x)$ к $\rho\cdot(\partial u/\partial x)$: $u\cdot(\partial\rho/\partial x)/\rho\cdot(\partial u/\partial x) \approx (\Delta\rho/\rho)\cdot(u/\Delta u)$.

Так как u изменяется в окружающей среде от нуля до u, то u и Δu имеют одинаковый порядок величин. Разность же плотностей определяется из соотношения $\Delta\rho = \rho\cdot\beta\cdot(T - T_a)$, поэтому при $\beta\cdot(T - T_a) \ll 1$ изменением плотности в уравнении неразрывности (2.51) можно пренебречь по сравнению с другими членами. Таким образом, система уравнений движения неразрывности и теплообмена с учетом вида записи (2.56) имеет вид:

$$\partial\vec{u}/\partial t + (\vec{u}\,\mathrm{grad})\cdot\vec{u} = \rho\cdot\vec{g}\,(T - T_a) - \mathrm{grad}\,P_a/\rho + (\eta/\rho)\nabla\vec{u}, \qquad (2.79)$$

$$\mathrm{div}\,(\vec{u}) = 0, \qquad (2.80)$$

$$\partial T/\partial t + (\vec{u}\,\mathrm{grad})\cdot T = (\lambda/c_p\rho)\cdot\nabla T + Q_1/c_p\rho. \qquad (2.81)$$

При выполнении вышеуказанных приближений разность температуры, из-за чего и возникает движение, учитывается лишь в члене массовой силы и не учитывается вызванное температурой уменьшение плотности во всех других членах уравнения движения, как и в уравнении неразрывности. Пренебрегаем изменением и других параметров η, c_p, λ, а также генерацией тепла за счет трения в уравнении переноса энергии. Это приближение названо **приближением Буссинеска.**

Проанализируем член в уравнении (2.79), учитывающий тепловые гравитационные силы. Выразим $\beta\cdot g\cdot(T - T_a)$ через энтальпию i, отсчитываемую от температуры T_a: $i = c_p(T - T_a)$. В этом случае преобразуем массовый член и получим следующее соотношение:

$$(T - T_a)\cdot c_p/[c_p/\beta\cdot g] = i/H, \qquad (2.82)$$

где $H = c_p/\beta\cdot g$ – имеет размерность длины, которая для различных веществ разная. Ее можно рассматривать как характерную толщину слоя вещества. Например, для воздуха $\beta = 1/T$ и $H = c_p\cdot T/g = T/\gamma_{ad}$, где $\gamma_{ad} = \partial T/\partial x \approx g/c_p$ характеризует адиабатический градиент температуры. Оценим величину адиабатического градиента $\gamma_{ad} \approx$ $\approx g/c_p$ и характерную толщину слоя вещества $H = 1/\beta\gamma_a = c_p/\beta g$. Для воздуха при $T = 288$ К: $\gamma_{ad} = 9{,}8$ К/км, $H = 32$ км; для воды при 20 °С: $\beta = 2\cdot 10^{-4}$ К$^{-1}$, $c_p =$

$= 4{,}2\cdot10^3$ Дж/кг·К, $\gamma_{ad} = 0{,}23$ К/км, $H = 2000$ км; для верхней мантии: $\beta = 2\cdot10^{-5}$ К$^{-1}$, $c_p = 1{,}2\cdot10^3$ Дж/кг·К; $g/c_p = 8{,}2$ К/км и $H = 6000$ км.

Приближение Буссинеска справедливо при глубине слоя (l) много меньшего масштаба (H), т. е. при $l/H << 1$ можно не учитывать изменение плотности с изменением давления. В противном случае нужно использовать так называемое приближение глубокой конвекции: в уравнении неразрывности учитывается изменение плотности с высотой, и вместо обычной температуры используется потенциальная $\theta = T + (\partial T/\partial x)_{ad}\cdot x$. Таким образом, приближение Буссинеска справедливо для слоя высотой l, если $(\partial T/\partial x)_{ad}\cdot l << \Delta T$. Учитывая, что $H = 1/[\beta\cdot(\partial T/\partial x)_{ad}]$, это условие запишем в виде соотношения: $l/H << \beta\Delta T$. Характерная толщина вещества H – интересная характеристика не только с точки зрения оценки справедливости приближений Буссинеска, но и для оценки коэффициента полезного действия тепловой гравитационной "машины", т. е. для оценки количества тепловой энергии, перешедшей в механическую. Для интенсивного теплообмена в горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу и охлаждаемом сверху, эффективность конвекции определяется соотношением [Голицын, 1980]:

$$КПД = l/H. \qquad (2.83)$$

Если рассматривать верхнюю и нижнюю мантии Земли как горизонтальные слои, подогреваемые снизу и охлаждаемые сверху, тогда для верхней мантии, согласно (2.83), $КПД \approx 400/6000$ км $= 7$ %, а для нижней мантии $КПД \approx 2100/6000$ км $= 33$ %. Таким образом, наибольшим "генератором" механической энергии является нижняя мантия и глобальные движения, обнаруживаемые в перемещении литосферных плит, нарастании гор, новой литосферы в горячих точках и т.д., разумно связывать прежде всего с нижнемантийными движениями.

2.12. Граничные условия

Дифференциальные уравнения выводятся на основе общих принципов физики и ими описываются все задачи, относящиеся к данному явлению. Система уравнений описывает, например, и движения, и теплообмен в атмосфере, океанах, в ростовой установке, в мантии Земли и т.д. Чтобы определить однозначно рассматриваемую задачу, необходимо задать условия однозначности или краевые (граничные) условия, которые разделяются на временные и пространственные. В случае стационарных процессов остаются лишь пространственные условия. Основными условиями однозначности являются: форма и размеры поверхности нагрева, условия состояния жидкости, скорость, температура и условия теплообмена на границе. Краевые условия могут быть заданы в виде числовых значений параметров, в виде функции или в виде дифференциального уравнения.

Рассмотрим граничные условия к уравнениям движения (гидродинамики). При анализе задач, связанных с течением вязкой среды, наиболее важным граничным условием является скорость течения в непосредственной близости к твердой ограничивающей поверхности. Если неподвижная твердая стенка непроницаема для жидкости и не поглощает ее, то нормальная к этой поверхности

составляющая скорости (пусть будет v) равна нулю ($v_{ст}$ = 0). Вследствие прилипания реальной жидкости к стенке, скорость вдоль стенки также равна нулю ($u_{ст} = w_{ст} = 0$).

Если на ограничивающей поверхности в результате физического или химического процесса происходит поглощение или выделение жидкости, то нормальная к стенке составляющая вектора скорости определяется скоростью протекания этого процесса. В этом случае $v_{ст} = v_n = m_n/\rho$, где m_n – массовый поток [кг/м^2·с]. Составляющая градиента скорости на твердой стенке при отсутствии массового потока ($m_n = 0$) равна:

$$\partial u/\partial x = \partial w/\partial z = 0, \qquad \partial u/\partial y = \tau_{ст}/\eta,$$

где $\tau_{ст}$ – касательное напряжение на стенке. В местах втекания и стока жидкости должны быть заданы распределение скорости и давление.

Краевые условия к уравнению теплообмена. Временные условия могут быть заданы в некоторый момент времени как распределение температуры в рассматриваемом объеме $T = T_0(x, y, z)$. Пространственные краевые условия представляют собой задание условий теплообмена на ограничивающих поверхностях. Можно представить три способа задания граничных условий.

1. Граничное условие первого рода представляется заданием распределения температуры на ограничивающих поверхностях во времени. Например, при стационарном теплообмене и постоянстве температуры на стенках $T_{ст}$ = const.

2. Граничное условие второго рода сводится к заданию теплового потока на ограничивающих поверхностях как функция координат и времени, т. е. $q = -\lambda\cdot(\partial T/\partial y)_{ст}$.

3. Граничное условие третьего рода представляет собой связь температуры стенки с температурой окружающей среды через заданное значение коэффициента теплоотдачи к этой среде. В этом случае температура в данной точке на поверхности стенки $T_{ст} = T_ж + q/\alpha$, где q – удельный тепловой поток [Вт/м^2], α – коэффициент теплоотдачи. Из вышеприведенного соотношения следует, что $q = \alpha\cdot(T_{ст} - T_ж)$. В соответствии с законом Фурье, это выражение можно записать через градиент температуры на твердой стенке:

$$-\lambda_{ст}(\partial T/\partial y)_{ст} = \alpha(T_{ст} - T_ж). \qquad (2.84)$$

Последнее представляет собой задание граничного условия в виде дифференциального уравнения.

Решение задач конвективного теплообмена аналитическими методами очень ограничено и представлено для наиболее простых случаев ламинарных потоков. Решение возможно численными методами на ЭВМ, но также имеются ограничения из-за трудностей получения корректных результатов, особенно для нестационарных трехмерных течений.

Для изучения турбулентных течений остаются только экспериментальные методы исследования. На основании этих экспериментальных данных строятся полуэмпирические теории изучения турбулентных течений и теплообмена.

Из-за ограниченности применения аналитических методов и численного эксперимента определяющим в дальнейшем изучении процессов, протекающих при тепловой гравитационной конвекции, является лабораторный эксперимент. Он проводится с целью изучения не только рассматриваемого явления, но и получения данных для расчета других родственных явлений. Распространять же результаты опытов можно лишь на подобные явления. Поэтому при постановке эксперимента нужно заранее знать, какие величины необходимо измерить в опыте, как обрабатывать результаты измерений и какие явления в опыте подобны изучаемому в природе.

2.13. Общие понятия о подобии

Уже в геометрии мы встречались с понятиями подобия. Например, треугольники подобны, если сходственные углы равны, а отношение сходственных сторон треугольников является числом постоянным, т.е. $l_1''/l_1' = l_2''/l_2' = l_3''/l_3' = c$, где c – коэффициент подобия. Используя свойства подобных треугольников, можно определить высоту сооружения, горы, горизонтальные размеры объектов, ширину реки и т.д., не производя непосредственного измерения.

Аналогично можно говорить о кинематическом подобии, т. е. подобии скоростей и ускорений потоков жидкости; о динамическом подобии - подобии сил, вызывающих подобные движения; о тепловом подобии, представляющем подобие полей температуры и тепловых потоков.

Подобны те физические явления, у которых подобны все величины, характеризующие рассматриваемые явления. Например, для теплового подобия двух потоков жидкости необходимо геометрическое подобие каналов, характерные размеры которых $l''/l' = c_l$, подобие температуры $T''/T' = c_T$, скорости $u''/u' = c_u$, вязкости $\eta''/\eta' = c_\eta$, плотности $\rho''/\rho' = c_\rho$, теплоемкости $c_p''/c_p' = c_c$. Каждая физическая величина имеет свою константу подобия c, где индексом будем указывать, к какой физической величине она относится.

В двух подобных процессах значения одноименных величин в сходственных пространственно-временных точках отличаются друг от друга на постоянный множитель. Пространственно-сходственными точками являются точки, сходственные геометрически. Если рассматриваются векторные величины, то сходственные векторы должны быть одинаково ориентированы в пространстве.

Множители преобразования (константы подобия) для различных физических величин могут быть неодинаковыми, но нельзя их выбирать произвольно: между ними должна существовать определенная взаимосвязь. Найдем эту взаимосвязь на примере движения жидкости. По определению скорость $u = l/t$. Применим эту формулу к двум сходственным частицам в подобных потоках, которые прошли подобные пути:

для первого – $u' = l'/t'$;

для второго – $u'' = l''/t''$.

Поделим эти равенства:

$$u''/u' = (l''/l')/(t''/t''). \qquad (2.85)$$

Если эти потоки подобные, то для всех сходственных точек

$$l''/l' = c_l, \quad u''/u' = c_u, \quad t''/t' = c_t. \tag{2.86}$$

В уравнение (2.85) вместо отношения подставим константы подобия и получим следующую зависимость между ними:

$$c_u \cdot c_t/c_l = 1. \tag{2.87}$$

Сгруппировав величины, относящиеся к отдельным потокам в (2.85), будем иметь следующее соотношение:

$$u't'/l' = u''t''/l''.$$

Это означает, что для подобных потоков комплекс $Ho = u \cdot t/l$ = idem (т. е. одно и то же). Таким образом, основным свойством подобных между собой систем является существование безразмерных комплексов, которые имеют для всех подобных систем одно и то же числовое значение. Эти комплексы называются критериями подобия. Полученный выше комплекс $u \cdot t/l = Ho$ – носит название критерия гомохронности, так как на основании его можно установить сходственные времена:

$$t''/t' = (u'/u'')\,(l''/l').$$

Для подобных процессов теплообмена должны быть подобны и краевые условия, т. е. условия однозначности.

Найдем критерии подобия для условий теплообмена на границе, заданной условием типа (2.84). Применим это уравнение к сходственным точкам двух подобных систем:

$$\text{для первой} \quad -\lambda'_{ст}(\partial T'/\partial y')_{ст} = \alpha'\Delta T'; \tag{2.88}$$

$$\text{для второй} \quad -\lambda''_{ст}(\partial T''/\partial y'')_{ст} = \alpha''\Delta T'', \tag{2.89}$$

где $\Delta T = (T_{ст} - T_{ж})$.

По определению подобия переменные второй системы можем выразить через переменные первой:

$$\lambda''_{ст} = c_\lambda \lambda'_{ст}; \quad \alpha'' = c_\alpha \alpha'; \quad T'' = c_T T'; \quad \Delta T'' = c_T \Delta T'; \quad y'' = c_l y'. \tag{2.90}$$

Значения (2.90) подставим в уравнение (2.89):

$$(-c_T c_\lambda/c_l)\cdot\lambda'_{ст}(\partial T'/\partial y')_{ст} = c_\alpha \cdot c_T \cdot \alpha' \cdot \Delta T'. \tag{2.91}$$

Вместо системы (2.88) и (2.89) получим систему (2.88) и (2.91). В уравнениях (2.88) и (2.91) переменные должны определяться одинаково. Это возможно, если в уравнении (2.91) константы подобия в правой и левой части равны, т. е. получаем:

$$c_\alpha = c_\lambda/c_l \quad \text{или} \quad c_\alpha \cdot c_l/c_\lambda = 1. \tag{2.92}$$

Если в (2.92) подставим вместо констант подобия их отношения и все параметры одной системы перенесем влево, а другой вправо, то получим:

$$\alpha' \cdot l'/\lambda' = \alpha'' \cdot l''/\lambda'' \quad \text{или} \quad Nu = \alpha \cdot l/\lambda = \text{idem}, \tag{2.93}$$

где *Nu – критерий Нуссельта*, характеризующий конвективный теплообмен и показывающий насколько интенсивность конвективного теплообмена выше кондуктивного.

В представленных двух примерах мы нашли критерии подобия потому, что имели аналитическую зависимость между переменными. Поэтому, если два явления

описываются одной и той же аналитической зависимостью (имеют одну и ту же физическую и математическую модель), то можно установить условия, при которых эти два процесса подобны. Даже если мы имеем очень сложную математическую модель и не можем проинтегрировать соответствующие уравнения, то всегда можно установить с ее помощью условия подобия этих процессов. Важно подчеркнуть, что критерии подобия, полученные из дифференциальных уравнений, составленных для элементарного объема, справедливы и для всего объема.

Из вышеизложенного можно сформулировать первую теорему подобия: подобные между собой явления имеют одинаковые критерии подобия (теорема Ньютона). Вторая теорема подобия устанавливает возможность представления интеграла, как функции от критериев подобия дифференциального уравнения: физическая зависимость между переменными процесса может быть представлена в виде зависимости между критериями подобия M_1, M_2, ..., M_n:

$$f(M_1, M_2, ..., M_n) = 0$$

Представляя результаты экспериментальных исследований в виде критериального уравнения, получим зависимость, справедливую для всех подобных процессов.

Можно сформулировать и обратную теорему: подобны те явления, условия однозначности которых подобны, и критерии, составленные из условий однозначности, численно одинаковые (теорема М.В. Кирпичева, А.А. Гухмана). Эта теорема указывает на необходимость выделения критериев, составленных из параметров, входящих в условия однозначности, и которые являются определяющими. Критерии, составленные из зависимых переменных, называются неопределяющими. Поэтому только равенство определяющих критериев является условием подобия процессов.

Из этих теорем следуют ответы на поставленные ранее вопросы:

1) в опытах нужно определять все параметры, входящие в критерии подобия;

2) результаты опытов представить как зависимость между критериями подобия (в виде графика или уравнения);

3) результаты опытов распространять лишь на подобные явления.

Перейдем к применению теории подобия при анализе конвективного теплообмена. Рассмотрим отдельно уравнения движения и теплообмена, из которых следуют условия механического и теплового подобия. Наиболее ясно с математической и физической точек зрения вывод условий подобия изложен М.А. Михеевым [1947]. При анализе механического и теплового подобия воспользуемся этим методом.

2.14. Механическое подобие

Определим условия, при которых в геометрически подобных системах существуют подобные движения. Будем рассматривать уравнения в приближении Буссинеска для двух подобных систем и только для проекции на ось x, так как для других проекций выкладки аналогичные.

Запишем уравнения для первой системы:

$$\partial u'/\partial x' + \partial v'/\partial y' + \partial w'/\partial z' = 0,$$

$$\partial u'/\partial t' + u'\cdot\partial u'/\partial x' + v'\cdot\partial u'/\partial y' + w'\cdot\partial u'/\partial z' =$$

$$= \beta'\cdot g'_x(T - T_a)' - \partial P'/\rho'\partial x' + \nu'(\partial^2 u'/\partial x'^2 + \partial^2 u'/\partial y'^2 + \partial^2 u'/\partial z'^2) \qquad (2.94)$$

и для второй системы:

$$\partial u''/\partial x'' + \partial v''/\partial y'' + \partial w''/\partial z'' = 0,$$

$$\partial u''/\partial t'' + u''\cdot\partial u''/\partial x'' + v''\cdot\partial u''/\partial y'' + w''\cdot\partial u''/\partial z'' = \beta''\cdot g''_x(T - T_a)'' -$$

$$- \partial P''/\rho''\partial x'' + \nu''\cdot(\partial^2 u''/\partial x''^2 + \partial^2 u''/\partial y''^2 + \partial^2 u''/\partial z''^2), \qquad (2.95)$$

где $\nu = \eta/\rho$ – коэффициент кинематической вязкости.

Для двух подобных систем представим константы подобия:

$$x''/x' = y''/y' = z''/z' = c_l; \quad u''/u' = v''/v' = w''/w' = c_u; \quad t''/t' = c_t;$$

$$P''/P' = c_p; \quad g''_x/g'_x = c_g; \quad \beta''/\beta' = c_\beta; \quad (T - T_a)''/(T - T_a)' =$$

$$= c_\tau; \quad \nu''/\nu' = c_\nu$$

Определим переменные второй системы через переменные первой, как это делали в вышеприведенном примере:

$$x'' = c_l\cdot x', \quad u'' = c_u\cdot u', \quad t'' = c_t\cdot t', \quad P'' = c_p\cdot P', \quad g''_x = c_g\cdot g'_x,$$

$$\rho''/\rho' = c_\rho, \quad \beta'' = c_\beta\beta', \quad (T - T_a)'' = c_\tau\cdot(T - T_a)', \quad \nu''=\nu'\cdot c_\nu. \qquad (2.96)$$

Подставим значения (2.96) в уравнение (2.95):

$$(c_u/c_l)\,(\partial u'/\partial x' + \partial v'/\partial y' + \partial w'/\partial z') = 0, \qquad (2.97)$$

$$(c_u/c_t)\,(\partial u'/\partial t') + (c^2{}_u/c_l)\,(u'\cdot\partial u'/\partial x' + v'\cdot\partial u'/\partial y' + w'\cdot\partial u'/\partial z' =$$

$$= c_\beta c_g\cdot c_\tau\cdot\beta'\cdot g'_x\cdot(T - T_a)' - (c_p/c_\rho c_l\rho')\,(\partial p'/\partial x') +$$

$$+ \nu'\cdot(c_\nu c_u/c_l^2)\cdot(\partial^2 u'/\partial x'^2 + \partial^2 u'/\partial y'^2 + \partial^2 u'/\partial z'^2). \qquad (2.98)$$

Обе системы мы выразим через переменные первой и в уравнениях (2.94), (2.97), (2.98) переменные должны быть определены одинаково.

Это возможно, если комплексы, составленные из констант подобия в уравнении движения (2.98), будут равны, и их можно сократить. Этим самым устанавливается взаимосвязь между константами подобия.

Уравнение неразрывности (2.97) всегда выполняется и потому не вносит дополнительных ограничений на выбор констант подобия.

Приравняем все комплексы перед членами уравнения (2.98):

$$c_u/c_t = c_u^2/c_l = c_\beta c_g c_\tau = c_p/c_\rho\, c_l = c_\nu\cdot c_u/c_l^2. \qquad (2.99)$$

Если все члены равенств (2.99) разделить на какой-либо из этих членов, то эти отношения будут равны единице.

Будем попарно приравнивать друг другу члены равенств (2.99) и находить критерии подобия так же, как делали в изложенных выше примерах.

Приравняем 1- и 2-й члены в (2.99):

$$c_u/c_t = c_u^2/c_l; \quad c_u\cdot c_t/c_l = l; \quad u'\cdot t'/l' = u''\cdot t''/l'';$$

$Ho = u\cdot t/l$ = idem – критерий гомохронности.

Приравняем 2- и 3-й члены в (2.99):

$$c_u^2/c_l = c_\beta c_g\cdot c_\tau;\ c_\beta c_g\cdot c_\tau\cdot(c_l/c_u^2) = 1; \quad \beta'\cdot g'\cdot T'\,l'/u'^2 = \beta''\cdot g''\cdot T''\,l''/u''^2;$$

$Fr = \beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot l/u^2$ = idem – критерий Фруда.

Приравняем 2- и 4-й члены в (2.99):

$$c_u^2/c_l = c_p/c_\rho\, c_l;\quad c_p/c_\rho c_u^2 = 1;\quad P'/\rho'\cdot u'^2 = P''/\rho''\cdot u''^2,$$

$Eu = P/\rho\cdot u^2$ = idem – критерий Эйлера.

Из 2- и 5-го членов (2.99) получим:

$$c_u^2/c_l = c_\nu\cdot c_u/c_l^2;\quad c_u\cdot c_l/c_\nu = 1;\quad u'\cdot l'/\nu' = u''\, l''/\nu'';$$

$Re = u\cdot l/\nu$ = idem – критерий Рейнольдса.

Приравнивая члены (2.99) в различных комбинациях, можем получить критерии другого вида, но их будет не более, чем количество однородных членов уравнения (2.98) минус единица. Возможны и критерии из комбинации других, но эти критерии не будут определяющими.

Определяющими будут лишь критерии, составленные из независимых переменных и из условий однозначности, представляющие собой геометрические свойства системы, физические свойства тел системы, начальное ее состояние и условия на границе.

Например, при тепловой гравитационной конвекции скорость есть следствие температурных перепадов в системе. Поэтому определяющим критерием процесса будет не критерий Fr, а комплекс $Gr = Fr\cdot Re^2 = \beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot l^3/\nu^2$ – критерий Грасгофа. Для различных систем критерии подобия нужно анализировать отдельно, что и будет сделано в дальнейшем. Каждый критерий подобия имеет свой физический смысл.

Так, *критерий гомохронности* ($Ho = u\cdot t/l$) позволяет установить сходственные моменты времени, в которых системы будут подобны друг другу. Он также характеризует, насколько быстро изменяется поле скорости в системе.

Критерий Фруда ($Fr = \beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot l/u^2$) – это критерий гравитационного подобия и отношения силы тяжести к силам инерции.

Критерий Эйлера ($Eu = P/\rho\cdot u^2$) является критерием подобия полей скорости и характеризует отношения сил давления и инерции в потоке.

Критерий Рейнольдса ($Re = u\cdot l/\nu$) характеризует гидродинамический режим потока и является мерой отношения сил инерции и молекулярного трения.

2.15. Тепловое подобие

Тепловое подобие возможно в геометрически подобных системах, в которых выполнено и механическое подобие. Тепловое подобие предполагает подобие полей температуры и тепловых потоков и условий однозначности. Рассмотрим две подобные между собой системы.

Для первой системы будет следующее уравнение:

$$\partial T'/\partial t' + u'\cdot\partial T'/\partial x' + v'\cdot\partial T'/\partial y' + w'\cdot\partial T'/\partial z' =$$
$$= a'\cdot(\partial^2 T'/\partial x'^2 + \partial^2 T'/\partial y'^2 + \partial^2 T'/\partial z'^2) + Q'/\rho'\cdot c_p', \qquad (2.100)$$

и уравнение теплообмена на границе:

$$-\lambda'\cdot(\partial T'/\partial y') = \alpha'\cdot\Delta T'. \qquad (2.101)$$

Соответственно для второй системы:

$$\partial T''/\partial t'' + u''\cdot\partial T''/\partial x'' + v''\cdot\partial T''/\partial y'' + w''\cdot\partial T''/\partial z'' =$$

$$= a''\cdot(\partial^2 T''/\partial x''^2 + \partial^2 T''/\partial y''^2 + \partial^2 T''/\partial z''^2) + Q''/\rho''\cdot c_p'', \qquad (2.102)$$

$$-\lambda''\cdot(\partial T''/\partial y'') = \alpha''\cdot\Delta T''. \qquad (2.103)$$

Подобие граничного условия (2.101), (2.103) мы рассматривали ранее.

Для подобных процессов имеем:

$$x''/x' = y''/y' = z''/z' = c_l; \quad t''/t' = c_t;$$

$$u''/u' = v''/v' = w''/w' = c_u; \quad T''/T' = c_T; \quad a''/a' = c_a;$$

$$c''_p/c'_p = c_c; \quad \rho''/\rho' = c_\rho; \quad Q''/Q' = c_Q. \qquad (2.104)$$

Проведем подстановку, как и при анализе механического подобия (2.96), и заменим переменные второй системы (2.102), (2.103) через переменные первой:

$$(c_T/c_t)\cdot(\partial T'/\partial t') + (c_u\cdot c_T/c_l)\cdot(u'\cdot\partial T'/\partial x' + v'\cdot\partial T'/\partial y' +$$

$$+ w'\cdot\partial T'/\partial z') = a'\cdot(c_a\cdot c_T/c_l^2)\cdot(\partial^2 T'/\partial x'^2 + \partial^2 T'/\partial y'^2 +$$

$$+ \partial^2 T'/\partial z'^2) + (c_Q/c_\rho\cdot c_c)\cdot(Q'/\rho'\cdot c_p'). \qquad (2.105)$$

Так как решения уравнения (2.100) и (2.105) должны быть одни и те же, то следует, что коэффициенты, составленные из констант подобия в уравнении (2.105), равны:

$$c_T/c_t = c_u\cdot c_T/c_l = c_a\cdot c_T/c_l^2 = c_Q/c_\rho\cdot c_c. \qquad (2.106)$$

Для подобных тепловых и конвективных систем имеем следующие критерии подобия:

$c_T/c_t = c_u\cdot c_T/c_l$; $c_u\cdot c_t/c_l = 1$; $u'\cdot t'/l' = u''\cdot t''/l''$ или

$u\cdot t/l = Ho$ = idem – критерий гомохронности;

$c_u\cdot c_T/c_l = c_a\cdot c_T/c_l^2$; $c_u\cdot c_l/c_a = 1$; $u'\cdot l'/a' = u''\cdot l''/a''$ или

$u\cdot l/a = Pe$ = idem – критерий Пекле;

$c_u c_T/c_l = c_Q/c_\rho\cdot c_c$; $c_Q c_l/c_u\cdot c_T\cdot c_\rho\cdot c_c = 1$;

$Q'\cdot l'/u'\cdot T'\ \rho'\cdot c'_p = Q''\cdot l''/u''\cdot T''\ \rho''c''_p$;

$Q\cdot l/U\cdot T\cdot\rho\cdot c_p = Ик$ = idem – критерий, характеризующий соотношение между внутренней генерацией тепла и интенсивностью конвективного переноса.

Для подобных кондуктивных систем, в которых скорости течения равны нулю, определяющими будут следующие критерии:

$c_T/c_t = c_a\cdot c_T/c_l^2$; $c_a\cdot c_l/c_l^2 = 1$; $a'\cdot t'/l'^2 = a''\cdot t''/l''^2$ или

$a\cdot t/l^2 = Fo$ = idem – критерий Фурье.

$c_a\cdot c_T/c_l^2 = c_Q/c_\rho\cdot c_c$; $c_Q\, c_l^2/c_a\cdot c_T\cdot c_\rho\cdot c_c = 1$; $Q'\cdot l'^2/\lambda'\cdot T' = Q''\cdot l''^2/\lambda''\cdot T''$

или $Q\cdot l^2/\lambda\cdot T = Им$ = idem характеризует отношение внутреннего тепловыделения и кондуктивной передачи тепла.

При тепловом подобии конвективных систем определяющими критериями являются *Nu, Pe, Ho* и для сходственных точек эти критерии подобия имеют одно и то же значение.

Каждый критерий подобия имеет свой физический смысл. Так, *критерий Пекле* ($Pe = u\cdot l/a$) является мерой отношения молекулярного и конвективного переноса тепла в потоке, а также и критерием теплового подобия.

Критерий Нуссельта ($Nu = \alpha \cdot l/\lambda$) – безразмерный коэффициент теплопередачи, характеризует связь между интенсивностью теплопередачи и температурным полем вблизи поверхности теплообмена (в пограничном слое потока). В режиме кондуктивного теплообмена $Nu = 1$; при конвективном теплообмене $Nu > 1$. Критерий *Но* обсуждался ранее.

Число *Pe* можно представить как произведение двух критериев:

$$Pe = u \cdot l/a = (u \cdot l/\nu)\,(\nu/a) = Re \cdot Pr,$$

где *Re* – критерий гидродинамического подобия (число Рейнольдса); $Pr = \nu/a$ – *критерий Прандтля*, является мерой подобия температурных и скоростных полей в потоке, а также характеризует физические свойства жидкости. Например, для двухатомных газов $Pr = 0{,}72$; трехатомных – $Pr = 0{,}8$; четырехатомных и более газов $Pr = 1$; для жидких металов $Pr << 1$; а для мантии Земли $Pr \approx 10^{23}$.

При исследовании интенсивности теплообмена основная задача состоит в определении коэффициента теплообмена α. Поэтому критериальное уравнение для конвективного теплообмена при вынужденной конвекции имеет вид:

$$Nu = f(Re;\ Pr). \qquad (2.107)$$

В гравитационном поле при изменении температуры в пространстве проявляются тепловые гравитационные силы. Поэтому в критериальные уравнения должны быть введены критерии *Re* и *Gr*.

При рассмотрении механического подобия мы выяснили, что критерий Фруда является комплексным и представляет собой сочетание критериев *Re* и *Gr*:

$$Fr = Gr/Re^2.$$

Этот комплекс характеризует относительную роль естественной конвекции по сравнению с вынужденной и поэтому критериальное уравнение в общем виде будет

$$Nu = f(Gr/Re^2;\ Pr). \qquad (2.108)$$

При малых значениях *Fr* процесс теплообмена определяется вынужденным течением и поэтому

$$Nu = f(Re;\ Pr). \qquad (2.109)$$

Для тепловых гравитационных течений (когда $Re \to 0$) определяющим критерием будет *Gr*:

$$Nu = f(Gr;\ Pr). \qquad (2.110)$$

Наконец, для газов одинаковой атомности, у которых число *Pr* имеет одинаковое значение

$$Nu = f(Gr). \qquad (2.111)$$

Таким образом, теория подобия позволяет получить из дифференциальных уравнений критерий подобия и установить общий вид критериального уравнения для подобных процессов. Общего же решения теория подобия не дает, а только позволяет обобщить данные лабораторного или численного эксперимента для области, в которой рассматриваемые системы подобны. Поэтому при использовании результатов обобщения нужно учитывать, выполняются ли условия подобия.

2.16. Параметры подобия при естественной конвекции

Нами рассмотрены общие правила приложения теории подобия.

Проанализируем некоторые важнейшие конкретные случаи, используя метод приведения дифференциальных уравнений к безразмерному виду.

Рассмотрим случай тепловых гравитационных течений **у вертикальной пластины**, имеющей температуру $T_{ст}$ и температуру на бесконечном удалении T_a. Ось x будет направлена параллельно вектору силы тяжести вверх, ось y – нормальная к стенке. Будем рассматривать двухмерное течение. Такие течения существуют и экспериментально исследованы. Они имеют характер течения типа пограничного слоя, который подробнее рассмотрим ниже.

Уравнения свободной конвекции у вертикальной пластины имеют вид:

$$(\partial u/\partial t + u\cdot\partial u/\partial x + v\cdot\partial u/\partial y) = \beta\cdot g(T - T_a) - (1/\rho)\,(\partial P_d/\partial x) +$$
$$+ (\eta/\rho)\,(\partial^2 u/\partial x^2 + \partial^2 u/\partial v^2),$$
$$(\partial v/\partial t + u\cdot\partial v/\partial x + v\cdot\partial v/\partial y) = (1/\rho)\,(\partial P_d/\partial x) + (\eta/\rho)\,(\partial^2 v/\partial x^2 + \partial^2 v/\partial y^2),$$
$$\partial^2 u/\partial x^2 + \partial^2 u/\partial y^2 = 0,$$
$$(\partial T/\partial t + u\cdot\partial T/\partial x + v\cdot\partial T/\partial y) = a\cdot(\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2) + Q_1/c_p\cdot\rho, \qquad (2.112)$$

где $a = \lambda/c_p\cdot\rho$ – коэффициент температуропроводности.

За масштаб температуры примем $\Delta T = T_{ст} - T_a$ и представим в безразмерном виде $\bar{T} = (T - T_a)/\Delta T$, т.е. отсчет температуры ведем от T_a; за масштаб длины можем взять, например, L – длину пластины.

Скорость – важнейший определяющий параметр и поэтому найдем для нее выражение из предположения, что определяющими являются конвективные члены и подъемные силы, т.е.

$$u\cdot\partial u/\partial x \approx \beta\cdot g\cdot\Delta T \quad \text{или} \quad u^2 \approx \beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L \quad \text{и} \quad u_o = (\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)^{1/2}.$$

Мы вправе принять за масштаб скорости и соотношения a/L или ν/L и т.д., имеющие размерность скорости. Однако желательно принимать величины, имеющие ясный физический смысл для рассматриваемого явления.

За масштаб давления примем величину, имеющую размерность давления и смысл динамического давления $P_o = \rho u_0^2$, т.е. $P_o = \rho\cdot(\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)$, за масштаб времени $t_o = L/u_o = L/(\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)^{1/2}$. Физические параметры среды будем рассматривать неизменными, а их величину – для фиксированного давления и температуры.

Введем следующие безразмерные величины, обозначая их черточкой:

$$\bar{u} = u/u_o = u/(\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)^{1/2}; \quad \bar{v} = v/(\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)^{1/2};$$
$$\bar{P} = P/P_o = P/\rho\cdot\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L; \quad \bar{t} = t\,(\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)^{1/2}/L;$$
$$\bar{x} = x/L; \quad \bar{y} = y/L; \quad \bar{T} = (T - T_a)/\Delta T. \qquad (2.113)$$

Преобразуем уравнение (2.112) к безразмерному виду. Для примера проведем это преобразование на одном из членов :

$$u\cdot\partial u/\partial x = [u\cdot(\beta\cdot g\cdot L\cdot\Delta T)^{1/2}/(\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)^{1/2}]\cdot(\partial\cdot[u\cdot(\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)^{1/2}:$$
$$: (\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)^{1/2})]/(\partial x\cdot(L/L)) = (\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)^{1/2}\,\bar{u}\,(\partial\bar{u}/\partial\bar{x})\times$$
$$\times\,[(\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot L)^{1/2}/L] = \beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot\bar{u}\,(\partial\bar{u}/\partial\bar{x}).$$

В этом случае уравнение для оси x имеет вид:

$$\beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot(\partial\bar{u}/\partial\bar{t} + \bar{u}\cdot\partial\bar{u}/\partial\bar{x} + \bar{v}\cdot\partial\bar{u}/\partial\bar{x}) = \beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot\bar{T} -$$
$$- \beta\cdot g\cdot\Delta T\cdot\partial\bar{P}/\partial\bar{x} + [\nu\cdot(\beta\cdot g\cdot L\cdot\Delta T)^{1/2}/l^2]\,(\partial^2\bar{u}/\partial\bar{x}^2 + \partial^2\bar{u}/\partial\bar{y}^2). \qquad (2.114)$$

Уравнение для оси y:

$$\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot (\partial \bar{v}/\partial \bar{t} + \bar{u}\,\partial \bar{v}/\partial \bar{x} + \bar{v}\,\partial \bar{v}/\partial \bar{x}) = -\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot \partial \bar{P}/\partial \bar{v}\ \bar{y} +$$

$$+ [\nu \cdot (\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot L)^{1/2}/l^2]\ (\partial^2 \bar{v}/\partial \bar{x}^2 + \partial^2 \bar{v}/\partial \bar{y}^2). \qquad (2.115)$$

Уравнение неразрывности:

$$\mathrm{div}\,\bar{u} = 0. \qquad (2.116)$$

Уравнение теплопроводности:

$$[(\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot L)^{1/2} \Delta T/L]\ (\partial \bar{T}/\partial \bar{t} + \bar{u}\,\partial \bar{T}/\partial \bar{x} + \bar{v}\,\partial \bar{T}/\partial \bar{x}) =$$

$$= (a \cdot \Delta T/l^2)\ (\partial^2 \bar{T}/\partial \bar{x}^2 + \partial^2 \bar{T}/\partial \bar{y}^2). \qquad (2.117)$$

В дальнейшем мы черточки над буквенными обозначениями опустим, не забывая, что они означают безразмерные параметры.

После сокращения в уравнениях (2.114)–(2.116) получим:

$$\partial u/\partial t + u \cdot \partial u/\partial x + v \cdot \partial u/\partial y = T - \partial P/\partial x + (1/Gr^{1/2}) \times$$

$$\times\ (\partial^2 u/\partial x^2 + \partial^2 u/\partial y^2), \qquad (2.118)$$

$$\partial v/\partial t + u \cdot \partial v/\partial x + v \cdot \partial v/\partial y = -\partial P/\partial x + (1/Gr^{1/2}) \times$$

$$\times (\partial^2 v/\partial x^2 + \partial^2 v/\partial y^2), \qquad (2.119)$$

$$\mathrm{div} u = 0. \qquad (2.120)$$

$$\partial T/\partial t + u \cdot \partial T/\partial x + v \cdot \partial T/\partial y = (1/Gr^{1/2} \cdot Pr)\ (\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2), \qquad (2.121)$$

где $Gr = \beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot L^3/\nu^2$ – число Грасгофа и $Pr = \nu/a$ – число Прандтля. На границе между жидкостью и твердой стенкой осуществляется теплопередача только посредством теплопроводности, и граничное условие имеет вид:

$$q = -\lambda \cdot (\partial T/\partial y)_{ст}. \qquad (2.122)$$

Приведем (2.122) в безразмерный вид:

$$q = -\lambda \cdot (\partial \bar{T}/\partial \bar{x})_{ст}\ \Delta T/L \text{ или } \alpha L/\lambda = -(\partial \bar{T}/\partial \bar{x})_{ст}, \qquad (2.123)$$

где $\alpha = q/\Delta T$.

Ранее мы установили, что $\alpha l/\lambda = Nu$ – критерий Нуссельта, являющийся безразмерным коэффициентом теплообмена.

Система уравнений (2.118)–(2.121) при условии (2.123) имеет решения, зависящие от величины критериев. Для геометрически подобных систем, имеющих одинаковые величины критериев Gr и Pr, решения уравнений (2.118)–(2.121), (2.123) одни и те же. Таким образом, мы установили условия подобия. Для свободно-конвективного теплообмена у вертикальной поверхности определяющими критериями являются Gr, Pr и Nu, полученный для граничного условия. Общий вид критериального уравнения будет:

$$Nu = f(Gr;\ Pr). \qquad (2.124)$$

В практических задачах обычно необходимо знать, в первую очередь, количество тепла, передаваемого от тела к жидкости. Это количество тепла можно выразить через коэффициент теплопередачи $\alpha = q/\Delta T$, определяемый либо для каждой отдельной точки, либо для всей поверхности в виде некоторого среднего значения. Обычно для вышерассмотренных подобных систем результаты эксперимен-

тальных исследований или результаты численных экспериментов представляют в виде критериального уравнения:

$$Nu = f(Pr)\cdot Gr^{n}.$$

Для ламинарной конвекции $n = 1/4$.

2.17. Приближение пограничного слоя

Рассмотрим оценки членов в уравнениях движения и теплообмена при возникновении конвективного движения вблизи вертикальной поверхности. Применим к уравнениям тепловой гравитационной конвекции приближения пограничного слоя. Понятие пограничного слоя введено Л. Прандтлем в 1904 г. при вынужденном обтекании поверхности потоком. Основной смысл этого приближения состоит в следующем: при обтекании потоком поверхности влияние вязкости ограничивается тонким слоем, примыкающим к поверхности, а течение вне этой области является практически невязким (рис.2.13).

Предполагается прилипание жидкости к поверхности, т.е. $u_{ст} = 0$. Поэтому при вынужденном течении скорость изменяется от нуля на поверхности до скорости невозмущенного потока вне пограничного слоя. Конвективная и диффузионная составляющие переноса энергии и импульса имеют в пограничном слое одинаковый порядок и, следовательно, нужно рассматривать полные уравнения. Из-за малой толщины пограничного слоя по сравнению с расстоянием в направлении течения или с размером тела можно сделать существенные упрощения. Наиболее важным из них для вынужденного течения являются предположения о том, что градиенты в направлении по нормалям к поверхности много больше, чем в направлении течения. Давление в пограничном слое равно по существу давлению вне пограничного слоя и эллиптические уравнения двухмерного течения преобразуются в параболические. Таким образом, задача определения течения разбивается на две части: расчеты области, где течения являются невязким, и расчет течения в тонком слое, в котором происходит конвективный перенос импульса и энергии. Распределение давления, полученное из решения первой задачи, используется затем для решения задачи о пограничном слое и определения полей скорости и температуры и, следовательно, сопротивления и переноса энергии. Эти задачи хорошо исследованы в монографии Г. Шлихтинга "Теория пограничного слоя" [1969].

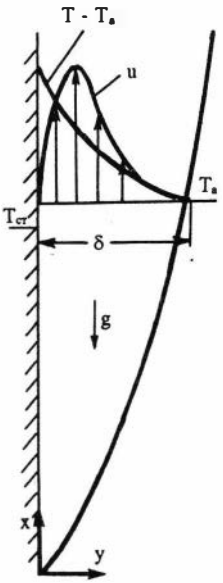


Рис. 2.13. Пограничный слой у вертикальной плоской пластины при тепловой гравитационной конвекции.

Основные идеи, используемые в приближенном методе пограничного слоя для тепловой гравитационной конвекции, аналогичны использованным идеям для вынужденного течения. Главное отличие состоит в том, что давление в области вне

пограничного слоя не определяется условиями внешнего обтекания, а является гидростатическим давлением, и продольная скорость (u) вне пограничного слоя равна нулю.

Предполагается, что продольное течение ограничивается тонкой областью, примыкающей к поверхности теплообмена. Изменение температуры происходит только в этой пограничной области, что подтверждается экспериментом. Следствием этого предположения является то, что градиенты вдоль поверхности намного меньше, чем по нормали к ней.

Рассмотрим двухмерное течение в условиях тепловой гравитационной конвекции около нагревающей (или охлаждающей) изотермической вертикальной поверхности ($T_{ст}$ = const). Окружающая среда также изотермическая (T_a = const) (см. рис.2.13).

Запишем уравнения свободной конвекции в приближении Буссинеска для ламинарного режима течения у вертикальной пластины в безразмерном виде в масштабах (2.114):

$$\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0, \qquad (2.125)$$

(1) (1)

$$\partial u/\partial t + u\cdot\partial u/\partial x + v\cdot\partial u/\partial y = T - \partial P/\partial x + (1/Gr^{1/2})(\partial^2 u/\partial x^2 + \partial^2 u/\partial y^2),$$

(1) (1) (1) (δ)(1/δ) (1) (1) $(1/\delta^2)$ (2.126)

$$\partial v/\partial t + u\cdot\partial v/\partial x + v\cdot\partial v/\partial y = -\partial P/\partial y + (1/Gr^{1/2})(\partial^2 v/\partial x^2 + \partial^2 v/\partial y^2),$$

(δ) (1) (δ) (δ) (1) (δ^2) (δ) (1/δ) (2.127)

$$\partial T/\partial t + u\cdot\partial T/\partial x + v\cdot\partial T/\partial y = (1/Gr^{1/2}Pr)\cdot(\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2). \qquad (2.128)$$

(1) (1) (1) (δ)(1/δ) (1) $(1/\delta^2)$

Будем исходить из предположения, что изменения u, T происходят в ограниченной области по y – по толщине пограничного слоя δ и $\delta_т$.

Под толщиной динамического пограничного слоя (δ) понимается область, где скорость изменяется от нуля на стенке до значения на внешней границе пограничного слоя, равного 1 % от максимальной скорости. Аналогично под толщиной теплового (температурного) $\delta_т$ пограничного слоя понимается область изменения безразмерной температуры от 1 на стенке до значения 0,01 на границе. Воспользуемся предположением, что толщина теплового $\delta_т$ и динамического δ пограничного слоя много меньше линейного размера L. В этом случае безразмерная толщина динамического слоя $\delta/L << 1$, как и теплового $\delta_т/L << 1$.

Оценим величины по порядку членов, входящих в уравнения свободной конвекции. В качестве масштаба скорости выберем ее максимальное значение - продольной составляющей скорости u_m. В этом случае безразмерная величина продольной скорости u/u_m порядка 1, так как скорость изменяется от нуля до максимального значения. Координата x также изменяется от 0 до 1 и порядок x около 1. Оценим порядок величины v. Скорость u изменяется вдоль x также, как и по y от 0 до 1. Поэтому порядок величины производной $\partial u/\partial x$ также равен единице. Из урав-

нения неразрывности (2.125) следует, что порядок производной $\partial v/\partial y$ равен 1. Так как y имеет порядок δ, то и v также имеет порядок $\delta << 1$. Порядок величины $\partial^2 u/\partial x^2 \cong 1$, а второй производной $\partial^2 v/\partial y^2 \cong 1/\delta >> 1$. Для каждого члена в уравнениях (2.125)–(2.128) внизу написан его порядок: 1, δ, $1/\delta$. Как следует из уравнения (2.126), $\partial^2 u/\partial y^2 >> \partial^2 u/\partial x^2$ и членом $\partial^2 u/\partial x^2$ можно пренебречь.

В области пограничного слоя члены, определяющие конвективный перенос, одного порядка с членами вязкого трения. Из этого можно сделать интересный вывод. Так как конвективные члены $(u\cdot\partial u/\partial x + v\cdot\partial u/\partial y)$ имеют порядок 1, отсюда следует, что $(1/Gr^{1/2})\,(\partial^2 u/\partial y^2) = 1$, $1/Gr^{1/2}\delta^2 \cong 1$ и $\delta \cong 1/Gr^{1/4}$. Размерная величина $\delta \cong L/Gr^{1/4}$. Так как $\delta << 1$, тогда приближение пограничного слоя справедливо при больших значениях критерия Gr.

Из уравнения теплообмена (2.128) следует, что $\partial^2 T/\partial x^2 << \partial^2 T/\partial y^2$ и можно первым членом пренебречь. Так как конвективный перенос $(u\cdot\partial T/\partial x + v\cdot\partial T/\partial y)$ соизмерим с кондуктивным, то порядок кондуктивного члена одинаков по величине и $1/(Pr\cdot Gr^{1/2}\delta^2) \cong 1$, откуда $\delta_т \cong L/Pr^{1/2}\cdot Gr^{1/4}$. Этим самым мы нашли общее соотношение для толщины теплового пограничного слоя, а именно, соотношение δ и $\delta_т$: $\delta_т/\delta \cong 1/Pr^{1/2}$. Отсюда видно, что для очень вязких жидкостей ($Pr >> 1$) $\delta_т < \delta$, а для жидких металлов ($Pr << 1$) $\delta_т > \delta$.

В уравнении (2.127) для оси y члены имеют порядок δ. Так как $\partial P/\partial y \cong \delta$, тогда $\Delta P \cong \delta^2$. Само уравнение (2.127) имеет порядок δ и им можно пренебречь по сравнению с уравнением в направлении оси x (2.126). В уравнении для оси x (2.126) $\partial P/\partial x \cong \delta^2/L \cong \delta^2$ и этим членом также можно пренебречь. Нестационарный член в уравнении (2.126) $\partial u/\partial t$ считаем одного порядка с конвективным и член $\partial T/\partial t$ в (2.128) также считаем по поряку одинаковым с членами конвективного переноса тепла.

После проведенных оценок членов в уравнениях свободной конвекции мы получим следующую приближенную систему уравнений:

$$\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0, \qquad (2.129)$$

$$\partial u/\partial t + u\cdot\partial u/\partial x + v\cdot\partial u/\partial y = T + (1/Gr^{1/2})\cdot\partial^2 u/\partial y^2, \qquad (2.130)$$

$$\partial T/\partial t + u\cdot\partial T/\partial x + v\cdot\partial T/\partial y = (1/Gr^{1/2}Pr)\cdot\partial^2 T/\partial y^2. \qquad (2.131)$$

Мы получим уравнения пограничного слоя для теплообмена у вертикальной стенки в условиях свободной конвекции. Как видим эта система стала значительно проще для решения по сравнению с исходными (2.125)–(2.128).

2.18. Приближенные решения уравнений тепловой гравитационной конвекции

Выше мы анализировали уравнения теплопереноса с целью описания механизма теплообмена и выяснения основных критериев, характеризующих процесс. Однако решение этих уравнений представляется крайне сложной задачей даже в простейших случаях, каким является течение у отдельной вертикальной пластины.

Имеется несколько методов приближенного решения уравнений, например, метод последовательного приближения и интегральный метод.

Рассмотрим метод последовательных приближений, предложенный М.Е. Швецом [1954]. Исследуем теплообмен у вертикальной изотермической пластины, имеющей $T_{ст}$ и помещенной в большой объем с температурой жидкости T_a.

Граничные условия следующие:

$$\text{при } y = 0 \quad u = v = 0, \quad T = T_{ст},$$
$$\text{при } y = \infty \quad u = 0, \quad T = T_a. \tag{2.132}$$

В качестве масштабов скорости, температуры и длины примем, как и ранее, $u \cong (\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot L)^{1/2}$, $\Delta T = T_{ст} - T_a$; L. В качестве безразмерной температуры представим температуру, отсчитываемую от T_a: $\overline{T} = (T - T_a)/(T_{ст} - T_a)$, и в дальнейшем черточку опустим, так как будем иметь дело во всех уравнениях с безразмерными величинами.

Из уравнения неразрывности выразим скорость v:

$$v = -\int_0^y (\partial u/\partial x) \cdot \partial y$$

и уравнений (2.130) и (2.131) запишем для случая стационарного теплообмена:

$$u \cdot \partial u/\partial x - (\partial u/\partial y) \int_0^y (\partial u/\partial x) \cdot \partial y = T + Gr^{-1/2} \cdot \partial^2 u/\partial y^2, \tag{2.133}$$

$$u \cdot \partial T/\partial x - (\partial T/\partial x) \int_0^y (\partial u/\partial x) \cdot \partial y = Gr^{-1/2} Pr^{-1} \partial^2 T/\partial y^2. \tag{2.134}$$

Предположим существование гидродинамического (δ) и теплового ($\delta_т$) пограничных слоев, и из сделанных оценок следует, что при $Pr = 1$ $\delta \cong \delta_т$. Для этих условий и будем рассматривать далее задачу. Также предположим, что существует конечная толщина δ и она является функцией от x. Для определения толщины пограничного слоя примем условия, что на границе пограничного слоя $(\partial T/\partial y)_\delta = 0$ и $(\partial u/\partial y)_\delta = 0$. Поэтому граничными условиями в принятых ранее приближениях будет:

$$\text{при } y = 0 \quad T = 1, \quad u = v = 0,$$
$$\text{при } y = \delta \quad T = 0, \quad u = 0, \quad \partial u/\partial y = 0, \quad \partial T/\partial y = 0. \tag{2.135}$$

Первое приближение для уравнения теплопроводности (2.134) находим, пренебрегая конвективным теплообменом:

$$\partial^2 T/\partial y^2 = 0. \tag{2.136}$$

При граничных условиях (2.135) решением (2.136) будет:

$$T = 1 - y/\delta. \tag{2.137}$$

Первое приближение при определении u будем находить из уравнения движения (2.133), пренебрегая конвективными членами и учитывая соотношение (2.137):

$$Gr^{-1/2} \cdot \partial^2 u/\partial y^2 = -T \text{ или } Gr^{-1/2} \cdot \partial^2 u/\partial y^2 = y/\delta - 1. \tag{2.138}$$

Проинтегрируем это уравнение при граничном условии (2.135):

$$Gr^{-1/2} \cdot u = y^3/6\delta - y^2/2 + c_1 \cdot y + c_2.$$

При $y = 0$, $u = 0$ и $c_2 = 0$; при $y = \delta$, $u = 0$ и $c_1 = \delta/3$ решение для скорости будет иметь вид:

$$u = Gr^{1/2}\cdot\delta^2\cdot[(1/6)\cdot(y/\delta)^3 - (1/2)\cdot(y/\delta)^2 + (1/3)\cdot(y/\delta)]. \qquad (2.139)$$

Получим второе приближение для температуры. Для этого используем найденные значения u и T (2.137), (2.139) и их производные:

$$\partial T/\partial y = -1/\delta;\ \ \partial T/\partial x = \delta' y/\delta^2;\ \ \partial u/\partial x = Gr^{1/2}(y\delta'/3 - y^3\delta'/6\delta^2),$$

$$\int_0^y (\partial u/\partial x)\cdot\partial y = \delta' Gr^{1/2}\cdot(y^2/\delta - y^4/24\delta^2), \qquad (2.140)$$

где $\delta' = d\delta/dx$. Подставим полученные величины в левую часть уравнения теплопроводности (2.134):

$$(Ra\delta')^{-1}\cdot\partial^2 T/\partial y^2 = 3y^4/24\delta^3 - y^3/2\delta^2 + y^2/2\delta. \qquad (2.141)$$

Здесь $Ra = Pr\cdot Gr$ – критерий Рэлея. Проинтегрируем уравнение (2.141):

$$(Ra\delta')^{-1}\cdot\partial T/\partial y = y^5/40\delta^3 - y^4/8\delta^2 + y^3/6\delta + c_1. \qquad (2.142а)$$

После второго интегрирования получим

$$(Ra\delta')^{-1}\cdot T = y^6/240\delta^3 - y^5/40\delta^2 + y^4/24\delta + c_1 y + c_2. \qquad (2.142б)$$

Учитывая, что при $y = 0$, $T = 1$, получим $c_2 = (Ra\delta')^{-1}$ и при $y = \delta$, $T = 0$ имеем $c_1 = -1/Ra\delta'\delta - \delta^2/48$.

В этом случае уравнение для температуры (2.142б) имеет вид:

$$T = 1 - y/\delta + Ra\cdot[\delta'\cdot(y^6/240\delta^3 - y^5/40\delta^2 +$$

$$+ \delta y^4/24\delta) - (\delta'\delta^2/48)\cdot y]. \qquad (2.143)$$

Определение второго приближения для u – аналогичное, и мы его опустим. Найдем толщину пограничного слоя из условия $(\partial T/\partial y)_\delta = 0$; из (2.143) получим:

$$-1/\delta + 11Ra\delta^2\delta'/240 = 0 \quad \text{и} \quad \delta^3\delta' = 240/11Ra. \qquad (2.144)$$

Проинтегрируем (2.144), учитывая, что $\delta' = d\delta/dx$ и при $x = 0$, $\delta = 0$:

$$\delta = (960x/11Ra)^{1/4}. \qquad (2.145)$$

Из (2.144) определим δ' и, подставив в (2.143), получим:

$$T = 1 - (1/11)[16(y/\delta) + (y/\delta)^6 - 6(y/\delta)^5 + 10(y/\delta)^4]. \qquad (2.146)$$

Отсюда можно найти локальный тепловой поток. Учитывая, что $Nu = -(\partial T/\partial x)_{ст}$ (см. (2.143)) и δ определяется соотношением (2.145), из (2.146) получим:

$$Nu = \alpha L/\lambda = -(\partial T/\partial y)_{ст} = 16/11\delta = 0{,}48\,(Ra/x)^{1/4}. \qquad (2.147)$$

Соотношение (2.147), представленное для размерного значения x, будет иметь вид:

$$Nu_x = \alpha x/\lambda = 0{,}48 Ra_x^{1/4}. \qquad (2.148)$$

Согласно численным экспериментам для $Pr > 1$, $Nu_x = 0{,}503\,Ra^{1/4}$, что указывает на хорошее соответствие с нашим решением.

В размерных величинах соотношение (2.145) будет иметь вид:

$$\delta = 3{,}06x/Ra_x^{1/4}, \qquad (2.149)$$

и толщина пограничного слоя зависит только от одного критерия Рэлея, что подтверждается численными экспериментами для $Pr > 3$ [Джалурия, 1983]. Согласно (2.146), профиль температуры зависит только от y/δ. Это означает, что при $Pr > 3$ температура является функцией аргумента $y/\delta \cong (y/x)\cdot Ra_x^{1/4}$.

Таким образом, для рассматриваемой задачи скорость и температура зависят от одной переменной подобия $\xi \cong (y/x)\cdot Ra_x^{1/4}$, и можно уравнения в частных производных (2.129)–(2.131) свести к обыкновенным дифференциальным уравнениям, где переменная ξ.

Интегральный метод и метод переменной подобия изложен в книге Н. Джалурия [1983].

2.19. Методы обработки экспериментальных результатов

Остановимся подробнее на анализе экспериментальных результатов по теплообмену при свободной конвекции.

Как следует из выше приведенного анализа критериальное уравнение при свободно-конвективном теплообмене имеет вид:

$$Nu = f(Gr;\ Pr). \tag{2.150}$$

Зачастую уравнение (2.150) представляется в виде степенной зависимости, как это показывают численные и лабораторные эксперименты:

$$Nu = c\cdot Pr^n\cdot Gr^m, \tag{2.151}$$

где c, n и m являются постоянными для определенного режима теплообмена; они различные для ламинарного и турбулентного режимов конвекции. Эти коэффициенты также могут различаться для геометрически различных поверхностей теплообмена (плоские и цилиндрические слои, плоские и цилиндрические поверхности, помещенные в большой объем жидкости).

Тепловые гравитационные течения являются результатом изменения плотности жидкости из-за изменения температуры, вследствие чего меняются и физические параметры. Поэтому при обработке опытных данных важным является вопрос об усреднении физических параметров или выборе определяющей температуры, по которой находятся физические параметры.

Заранее мы не знаем условий протекания процесса и поэтому выбор определяющей температуры не является однозначным и определенным. Наиболее простой и распространенный – это выбор в качестве определяющей так называемую, среднюю температуру в пограничном слое:

$$\overline{T} = 0{,}5\cdot(T_{ст} - T_a), \tag{2.152}$$

где $T_{ст}$, T_a– температуры стенки и жидкости вне пограничного слоя. Для плоского слоя $\overline{T} = 0{,}5\cdot(T_1 - T_2)$, где T_1 и T_2 – температуры поверхностей теплообмена.

Если известен профиль температуры по толщине пограничного (или плоского) слоя, то, как показывают методические исследования, лучше принимать среднюю температуру по толщине слоя:

$$\overline{T}_\delta = 1/\delta\int_0^\delta T dy. \tag{2.153}$$

Какую из приведенных формул принять при вычислении определяющей температуры за основную, зависит от конкретного случая. Это зависит от характера изменения физических свойств жидкости от температуры, величины диапазона изменения температуры в области усреднения температуры и от желаемой точности. Специальные опыты и анализ имеющихся исследований указывают на то, что при обработке экспериментов лучше принимать среднюю температуру жидкости $\overline{T}_{\delta}$ (2.153). Выбор средней температуры по (2.153) лучше учитывает влияние температуры.

Так как выбор определяющей температуры не является однозначным, то пользоваться эмпирическими критериальными формулами нужно осторожно. Следует принимать среднюю температуру точно так же, как это выполнялось при выводе формулы. Поэтому при обработке экспериментальных данных нужно указывать выбор усредненной температуры и делать соответствующие пометки в виде индексов у критериев, например Ra_{T} или $Ra_{\delta,\mathrm{cp}}$.

В качестве определяющего линейного размера может применяться продольная координата, в этом случае обработка соответствует либо локальным значениям теплового потока, либо интегральным (средним). В случае теплообмена в плоских либо цилиндрических слоях в качестве определяющих размеров принимается толщина слоя и соотношение между толщиной слоя и продольной координатой при теплообмене в большом объеме в зависимости от ориентации тел.

В качестве определяющего размера для горизонтального цилиндра, шара или горизонтального прутка различной конфигурации его сечения, помещенных в большой объем, следует принимать диаметр или вертикальный размер прутка.

Числа *Ra, Gr, Nu* вычисляются по результатам эксперимента в соответствии с выбранными параметрами по средней температуре, определяющему геометрическому размеру и определяющему перепаду температуры. Перепад температуры в слоях различной геометрии, а также и в пограничном слое измеряется в процессе эксперимента и при определении критериев принимается для установившегося режима теплообмена.

Коэффициент c, показатели степени n и m определяются при графическом построении результатов экспериментов в виде зависимости (2.151). При графическом представлении этого уравнения (2.151) в логарифмической анаморфозе получается прямая линия. Логарифмируя уравнение (2.151), для фиксированного числа Pr получим:

$$\lg Nu = \lg c + m \cdot \lg Gr. \qquad (2.154)$$

Это уравнение является уравнением прямой. Значение m является тангенсом угла наклона прямой к оси, обозначающей число Gr. В случае двух аргументов (Pr и Gr) на графике получается семейство кривых.

Найденное критериальное уравнение из эксперимента справедливо в диапазоне чисел Pr и Gr, соответствующих результатам исследования. Поэтому для каждого критериального уравнения указываются границы его справедливости, определяющая температура и линейные размеры. Применение найденного уравнения возможно лишь для подобных процессов в диапазоне справедливости этого соотношения.

Глава 3
Тепловые гравитационные течения в горизонтальном слое и некоторые геологические приложения

3.1. Условия возникновения конвекции

Перенос тепла в условиях тепловой гравитационной конвекции играет существенную роль в тепловом режиме атмосферы и океана Земли, атмосфер других планет, а также конвективных зон звезд. Есть основания считать, что эти течения имеют важное значение в тепловом режиме нижней и верхней мантии Земли.

Одним из видов течений, возникающих в условиях свободной конвекции, является ячеистая конвекция в горизонтальном слое жидкости.

Рассмотрим горизонтальный слой жидкости, равномерно подогреваемый снизу и охлаждаемый сверху. Температурный градиент в слое, созданный таким образом, называют обратным, так как из-за теплового расширения жидкость на дне слоя будет легче, чем сверху. Более легкая жидкость будет стремиться подняться вверх, а холодная тяжелая, опуститься вниз. Однако эта естественная тенденция в жидкости будет сдерживаться ее собственной вязкостью. Поэтому обратный температурный градиент должен превысить определенную величину, прежде чем состояние систем станет неустойчивым.

Таким образом, переход от устойчивого состояния к неустойчивому может произойти лишь при превышении критического температурного градиента. Движение при потере устойчивости носит ячеистый характер в виде валов и полигональных ячеек.

Первые эксперименты по исследованию свободной конвекции в горизонтальном слое проведены Бенаром [Benard, 1901]. Теоретическое изучение условий возникновения течения в горизонтальном слое сделано впервые Рэлеем [Raleigh, 1916], который показал, что момент потери устойчивости характеризуется критерием Рэлея:

$$Ra = \beta g \Delta T l^3 / a\nu > Ra_{кр}$$

(т.е. потеря устойчивости наступает при превышении критического значения $Ra_{кр}$), где l - толщина слоя, $\Delta T = T_1 - T_2$ – перепад температуры в слое (рис. 3.1). Другие обозначения аналогичны ранее приведенным. При $Ra > Ra_{кр}$ потеря устойчивости происходит практически по всему объему жидкости.

Перейдем к определению критического значения $Ra_{кр}$. При $Ra < Ra_{кр}$ в горизонтальном слое передача тепла осуществляется теплопроводностью (см.

рис. 3.1а). В условиях отсутствия конвекции уравнение теплообмена (2.74) принимает вид:

$$\partial^2 T_o/\partial y^2 = 0. \tag{3.1}$$

Граничные условия следующие:

при $y = -l/2$, $T = T_2$; при $y = l/2$, $T = T_1$. (3.2)

Проинтегрируем дважды уравнение (3.1) и получим:

$$T_o = c_1 y + c_2. \tag{3.3}$$

Константы интегрирования, согласно (3.2), (3.3), будут:

$$c_2 = (T_2 + T_1)/2; \quad c_1 = -(T_2 - T_1)/l,$$

и при отсутствии конвекции существует линейный профиль температуры:

$$T_o = (T_1 + T_2)/2 - y(T_2 - T_1)/l. \tag{3.4}$$

Эксперименты показали, что в момент потери устойчивости при $\Delta T_{кр} = T_1 - T_2$ течения имеют вид валиков, т. е. течение двухмерное (см. рис. 3.1 б).

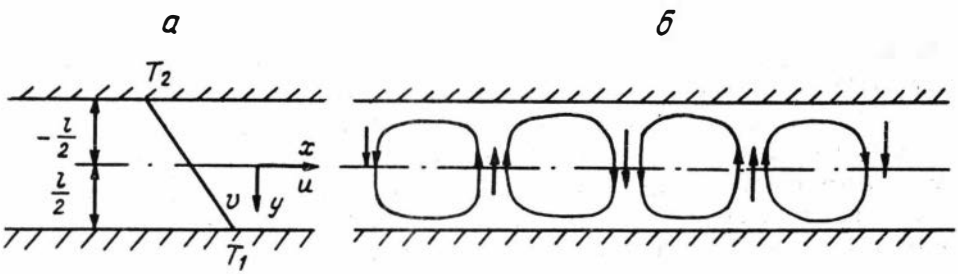


Рис. 3.1. Схема течения жидкости в горизонтальном слое.

При очень медленном изменении перепада температуры $\Delta T = T_1 - T_2$ распределение температуры в слое будет соответствовать соотношению (3.4). При достижении $\Delta T > \Delta T_{кр}$ возникает конвекция и профиль температуры будет отличаться от (3.4). Вблизи порога устойчивости распределение температуры будет отличаться от (3.4) на сколь угодно малую величину T':

$$T' = T - T_o = T - (T_2 + T_1)/2 + y(T_2 - T_1)/l. \tag{3.5}$$

Скорости течения вблизи порога устойчивости также будут бесконечно малы (u', v'). Подставим реальный профиль температур (3.5) в уравнение свободной конвекции в двухмерном приближении (см. 2.112). В этом случае эти уравнения имеют вид:

$$\rho_o(\partial u'/\partial t + u'\,\partial u'/\partial x + v'\,\partial u'/\partial y) = -\partial P'/\partial x + \eta(\partial^2 u'/\partial x^2 + \partial^2 u'/\partial y^2), \tag{3.6}$$

$$\rho_o(\partial v'/\partial t + u'\,\partial v'/\partial x + v'\,\partial v'/\partial y) = -\partial P'/\partial y - \rho_o \beta g T' + \eta(\partial^2 v'/\partial x^2 + \partial^2 v'/\partial y^2), \tag{3.7}$$

$$\partial u'/\partial x + \partial v'/\partial y = 0, \tag{3.8}$$

$$\partial T'/\partial t + u'\,\partial T'/\partial x + v'\,\partial T'/\partial y + v'(T_1 - T_2)/l = a(\partial^2 T'/\partial x^2 + \partial^2 T'/\partial y^2). \tag{3.9}$$

Из-за малости величин T', u', v' квадратичными членами относительно возмущений $u'\ \partial u'/\partial x$; $u'\ \partial T'/\partial x$ и т.д. в уравнениях (3.6) – (3.9) можно пренебречь. В этом случае получим систему уравнений, определяющих изменение малых возмущений температуры T', скоростей u', v' и давления P':

$$\rho_0\ \partial u'/\partial t = -\partial P'/\partial x + \eta(\partial^2 u'/\partial x^2 + \partial^2 u'/\partial y^2), \tag{3.10}$$

$$\rho_0\ \partial v'/\partial t = -\partial P'/\partial y - \rho_0 \beta g T' + \eta(\partial^2 v'/\partial x^2 + \partial^2 v'/\partial y^2), \tag{3.11}$$

$$\partial u'/\partial x + \partial v'/\partial y = 0, \tag{3.12}$$

$$\partial T'/\partial t + v'\ (T_1 - T_2)/l = a(\partial^2 T'/\partial x^2 + \partial^2 T'/\partial y^2). \tag{3.13}$$

Уравнения (3.10)–(3.13), характеризующие возникновение малых возмущений, являются линейными уравнениями, а теория, с помощью которой определяется порог устойчивости, называется "линейной теорией устойчивости".

При $\Delta T < \Delta T_{кр}$ система находится в устойчивом состоянии. Это происходит потому, что имеющиеся малые тепловые возмущения (или возмущения подъемных сил, вызывающие флуктуации объемов жидкости) уравновешиваются диссипативными процессами за счет трения и рассеяния тепла. Задача исследования устойчивости системы с заданными параметрами по существу является попыткой определить реакцию системы на малые возмущения: успокоится ли система при внесении возмущений, либо отойдет от первоначального состояния.

В первом случае эта система устойчивая, во втором – неустойчивая. Подвергая систему различного рода возмущениям, можно определить, при каких возмущениях она неустойчивая, а при каких устойчивая. Пограничным между устойчивым и неустойчивым состоянием является состояние нейтральной или безразличной устойчивости. Нахождение области устойчивости системы – один из главных вопросов исследования гидродинамической устойчивости.

При исследовании устойчивости горизонтального слоя, подогреваемого снизу, можно допустить, что все параметры этой системы постоянные, кроме одного, например, перепада температуры в слое. Затем можно проследить за системой от устойчивого до неустойчивого ее состояния для различных ΔT, накладывая всякий раз на систему малые возмущения.

По реакции системы на малые возмущения можно различить два вида переходного состояния. В первом случае происходит переход от устойчивого в новое стационарное состояние и наблюдается смена формы устойчивости от одного стационарного состояния к другому. Во втором случае переход происходит через нейтральное состояние систем в новое, выражающееся в виде колебательного движения с некоторой частотной характеристикой.

Последовательность решения задачи на устойчивость следующая. Вначале рассматривается стационарное состояние систем. В исследуемом нами случае – это решение (3.5). Затем записывается общая система уравнений, т. е. (3.6)–(3.9). В этих уравнениях отбрасываются нелинейные квадратичные относительно возмущений члены, и получается линейная система уравнений, т. е. уравнения (3.10)–(3.13). Понятие устойчивости предполагается относительно всех возможных форм и длин волн малых возмущений T', u', v'. На практике эти возмущения представляются в виде простых гармонических волн и, следовательно, исследуется

устойчивость относительно каждой длины волны в отдельности. Стационарное состояние в горизонтальном слое определяется только изменением температур от поперечной координаты (3.5). Произвольные возмущения можно представить в виде двухмерных периодических волн. Действительно, эксперименты показывают, что в горизонтальном слое, подогреваемом снизу, возникают вблизи порога устойчивости продольные валики.

Система будет устойчивая, если она устойчива ко всем возмущениям всех длин волн λ. Система неустойчивая, если она неустойчива даже к возмущениям одной волны. Из этого следует, что нейтральное состояние будет характеризоваться неустойчивостью только от возмущения одной длины волны – критической длины волны $\lambda_{кр}$, и будет устойчивым для всех других волн $\lambda < \lambda_{кр}$. Параметры системы, отвечающие выпеуказанной предельной устойчивости, и будут критическими.

Перейдем к непосредственному решению задачи на устойчивость горизонтального слоя, подогреваемого снизу.

Граничными условиями к уравнениям малых возмущений (3.10)–(3.13) будут следующие: стенки, как указывалось ранее, изотермические и поток вещества через поверхность отсутствует:

$$T' = 0,\ v' = 0 \quad \text{при } y = \pm\, l/2. \tag{3.14}$$

Если слой жидкости ограничен жесткими стенками, то на них выполняются условия прилипания, т. е. отсутствует проскальзывание жидкости вдоль поверхности:

$$u' = 0; \text{ при } y = \pm\, l/2. \tag{3.15}$$

Если поверхности свободные и на них осуществляется проскальзывание, то отсутствуют касательные напряжения τ'_{xy}, тогда при $y = \pm\, l/2$

$$\tau'_{xy} = \eta\ (\partial u'/\partial y + \partial v'/\partial x) = 0. \tag{3.16}$$

Так как на свободной границе раздела $v' = 0$ для всех x, тогда $\partial v'/\partial x = 0$ и из (3.16) следует, что при $y = \pm\, l/2$

$$\partial u'/\partial y = 0. \tag{3.17}$$

Для свободных границ раздела, для которых справедливы граничные условия (3.14), (3.17), может быть получено аналитическое решение линейной задачи. Введем функцию тока ψ, которая удовлетворяет уравнению неразрывности (3.12):

$$u' = -\,\partial\psi'/\partial y; \qquad v' = \partial\psi'/\partial x. \tag{3.18}$$

Подставив в уравнения (3.10) и (3.11) соотношения (3.18), получим:

$$-\rho_o\, \partial^2\psi'/\partial t\partial y = -\partial P'/\partial x - \eta(\partial^3\psi'/\partial y\partial x^2 + \partial^3\psi'/\partial y^3), \tag{3.19}$$

$$\rho_o\, \partial^2\psi'/\partial t\partial x = -\partial P'/\partial y - \rho_o\beta g T' + \eta(\partial^3\psi'/\partial x^3 + \partial^3\psi'/\partial x\partial y^2). \tag{3.20}$$

Исключим из уравнений (3.19) и (3.20) давление, для этого уравнение (3.19) продифференцируем по y, а (3.20) - по x и вычтем одно из другого. В этом случае получим:

$$\rho_o\,(\partial^3\psi'/\partial t\partial y^2 + \partial^3\psi'/\partial t\partial x^2) =$$

$$= -\rho_o\beta g\partial T'/\partial x + \eta(\partial^4\psi'/\partial y^4 + 2\,\partial^4\psi'/\partial x^2\partial y^2 + \partial^4\psi'/\partial x^4). \tag{3.21}$$

Перепишем уравнение (3.13) с учетом функции тока (3.18):

$$\partial T'/\partial t + [(T_1 - T_2)/l]\ \partial\psi'/\partial x = a\,(\partial^2 T'/\partial x^2 + \partial^2 T'/\partial y^2). \tag{3.22}$$

Таким образом, задача состоит в решении линейной системы уравнений (3.21) и (3.22) относительно ψ' и T' с постоянными коэффициентами.

Возмущения функции тока и температуры представим в виде двухмерной волны с горизонтальной длиной λ и максимальными амплитудами T_0' и ψ_0', удовлетворяющей граничным условиям для свободной поверхности (3.14) и (3.17). Величиной α' представим временную зависимость возмущений:

$$\psi' = \psi'_0 \cos(\pi y/l)\cdot\sin(2\pi x l/\lambda)\, e^{\alpha' t},$$
$$T' = T'_0 \cos(\pi y/l)\cdot\cos(2\pi x l/\lambda)\, e^{\alpha' t}. \qquad (3.23)$$

При положительных значениях α' возмущения усиливаются во времени и нагреваемый снизу слой конвективно неустойчивый, при отрицательных – возмущения затухают и слой становится устойчивым относительно малых возмущений.

Подставим значения ψ' и T' (3.23) в уравнение движения (3.21) и теплообмена (3.22):

$$(2\pi/\lambda)\,\rho_0 g\beta T'_0 = \psi'_0[(4\pi^2/\lambda^2 + \pi^2/l^2)^2\,\eta + \alpha'\rho_0(\pi^2/l^2 + 4\pi^2/\lambda^2)], \qquad (3.24)$$

$$(\alpha' + a\pi^2/l^2 + a4\pi^2/\lambda^2)\, T'_0 = -\,[2\pi(T_1 - T_2)/\lambda l]\,\psi'_0. \qquad (3.25)$$

Разделив уравнение (3.25) на (3.24) мы исключим амплитуды возмущений ψ'_0 и T'_0:

$$(\alpha' + a\pi^2/l^2 + a4\pi^2/\lambda^2)\,/\,(2\pi/\lambda)\,\rho_0 g\beta =$$
$$= [2\pi(T_1 - T_2)/\lambda l][\eta(4\pi^2/\lambda^2 + \pi^2/l^2)^2 + \alpha'\rho_0(\pi^2/l^2 + 4\pi^2/\lambda^2)]. \qquad (3.26)$$

Нас интересуют нейтральные возмущения. Как уже указывалось, эксперимент фиксирует возникновение устойчивых валиковых конвективных течений. Это означает, что происходит смена форм устойчивости, т. е. возникновение стационарных течений после потери устойчивости, и потому нейтральные возмущения характеризуются условием $\alpha' = 0$.

Из уравнения (3.26) при $\alpha' = 0$ следует, что критическое значение числа $Ra_{кр} = [\beta g(T_1 - T_2)l^3]/a\nu$ зависит только от волнового числа $K = 2\pi l/\lambda$:

$$Ra_{кр} = (K^2 + \pi^2)^3/K^2. \qquad (3.27)$$

Соотношение (3.27) представляет собой уравнение нейтральной границы устойчивости. Из (3.27) можно найти минимальное значение $Ra_{кр}$, продифференцировав его по волновому числу K и приравняв производную нулю:

$$d\,Ra_{кр}/dK = 3(K^2 + \pi^2)^3 2K/K^2 - (K^2 + \pi^2)^3 2K/K^4 = 0. \qquad (3.28)$$

Из (3.28) найдем, что $K_{кр} = \pi/\sqrt{2}$. Подставляя найденное значение $K_{кр}$ в (3.27), найдем минимальное критическое значение:

$$Ra_{кр} = 27\,\pi^4/4 = 657{,}5. \qquad (3.29)$$

При $Ra > Ra_{кр}$ возникают конвективные течения в горизонтальном слое, подогреваемом снизу, при этом горизонтальный размер двух валиков будет равен $\lambda = (2\sqrt{2})l$, где $\lambda = 2\cdot l_1$ и l_1 – горизонтальный размер валика.

Наиболее реальными являются граничные условия прилипания на жестких поверхностях (3.14), (3.15), для которых решение может быть получено только с помощью численного эксперимента. Результаты таких исследований представлены в монографии С. Чандрасекхара [Chandrasekhar, 1961]. В этом случае $Ra_{кр} = 1707{,}8$ и $K_{кр} = 3{,}117$, т. е. $\lambda = 2{,}016\,l$. На рис. 3.2 представлена зависимость значения $Ra_{кр}$ от K для слоя жидкости, ограниченного жесткими поверхностями. Устойчивой

относительно возмущений является область $Ra < Ra_{кр} = 1707{,}8$. При больших значениях $Ra > Ra_{кр}$ существует диапазон длин волн (волновых чисел), при которых возникают конвективные течения. Эта область заключена между ветвями кривой 1 (см. рис 3.2).

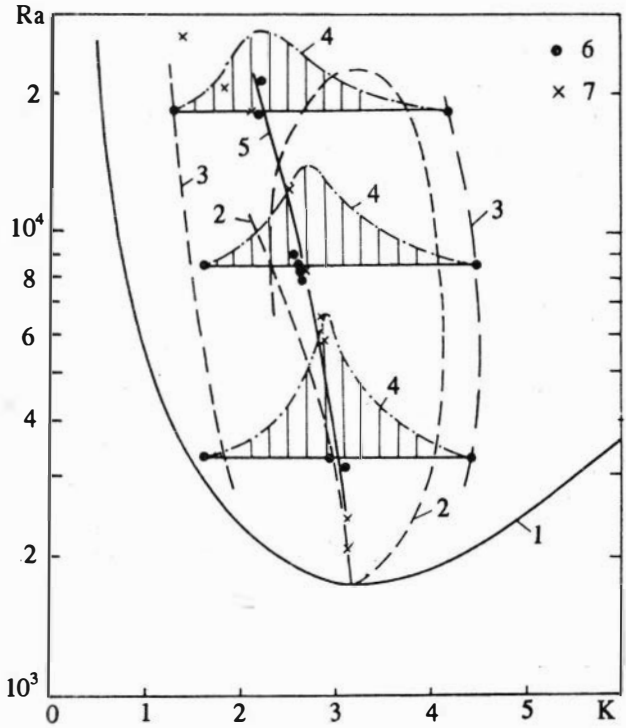


Рис. 3.2. Диаграмма устойчивости конвективных валиков:
1 – нейтральная кривая возникновения конвективных течений [Chandrasekhar, 1961]; 2 – кривая, ограничивающая область устойчивости валиков для больших значений числа Прандтля ($Pr \to \infty$) [Busse, 1967]; эксперименты, выполненные В.С. Бердниковым и А.Г. Кирдяшкиным [1978] $Pr = 16$; 3 – граница устойчивости валиков; 4 – кривая распределения вероятностей волновых чисел K; 5, 6 – среднее значение K; 7 – средние значения K по R. Krishnamurti [1970].

3.2. Горизонтальные размеры ячеек и их устойчивость

Теоретические исследования вторичных течений (после возникновения течений) и численные исследования структуры двухмерных течений, проводились в предположении строгой периодичности валиковых течений. Эксперименты показали, что даже при малой надкритичности ячеистое течение только квазипериодично и имеет широкий спектр длин волн [Бердников, Кирдяшкин, 1978]. На это обстоятельство при анализе экспериментов вначале внимание не обращалось. На рис. 3.3 а,б представлены границы ячеистых течений, взятые из фотографий течения в горизонтальной плоскости [Бердников, Кирдяшкин, 1978]. Визуальные наблюдения показывают, что с ростом числа Рэлея происходит качественное изменение установившихся пространственных форм течения. В области $5 \cdot 10^3 \le Ra \le 2 \cdot 10^4$ ($Pr = 14$) квазидвухмерная стационарная валиковая структура медленно превращается сначала в трехмерную (см. рис. 3.3б), а затем и в осцилли-

рующую. Трехмерность проявляется уже в искривленности валиков и их окончаний в виде обрывов. Кроме того, движение частиц жидкости на горизонтальном участке становится не прямолинейным, а винтовым, т. е. появляются вторичные течения (см. рис. 3.3б). На рис. 3.2 приведены результаты измерений горизонтальных размеров продольных валиков. Результаты измерений (см. рис. 3.2) представлены в виде кривых распределения вероятностей для различных волновых чисел K, где $K = \pi l/l_1$. Область существования валиковых течений, согласно экспериментам, ограничивается кривыми 3. Вне этой области конвекция не возникает. Внутри же области конвективных валиков можно выделить наиболее вероятное валиковое число и среднее его значение (точки 6 и 7).

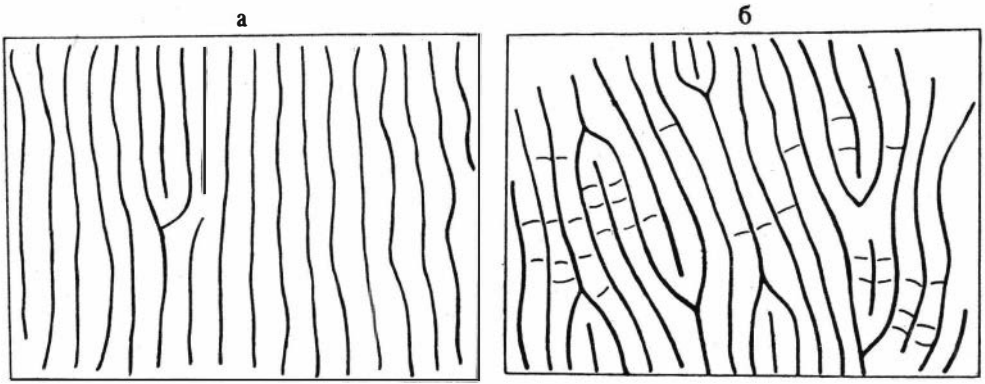


Рис. 3.3. Стационарные валиковые течения:
а – $Ra = 4{,}4 \cdot 10^3$, l = 3,15 мм; **б** – $Ra = 1{,}14 \cdot 10^4$, l = 3,15 мм [Бердников, Кирдяшкин, 1978].

Из кривых распределения вероятностей (см. рис. 3.2, кривые 4) видно, что установившееся течение имеет широкий спектр длин волн, с ростом Ra этот спектр уширяется, наиболее вероятное значение l_1 растет с увеличением числа Ra. Распределение не симметрично относительно наиболее вероятного значения l_1. Например, при Ra = 18 000 диапазон горизонтальных размеров ячеек будет $l_1 = (0{,}7 \div 2{,}4)l$, средний горизонтальный размер валика $l_1 = 1{,}25l$.

На рис. 3.2 (кривая 2) приведены также результаты теоретических исследований устойчивости валиков, выполненные Ф. Бюссе [Busse, 1967], исходя из предположения, что ячеистое течение строго периодическое в горизонтальной плоскости. Эксперимент показывает, что процесс установления пространственной формы ячеистого течения и распределение горизонтальных размеров валиков в горизонтальной плоскости имеет случайный характер. Поэтому наблюдаются различия между экспериментально определенной областью существования валиковых течений и теоретической кривой Бюссе.

3.3. Режимы течения и интенсивность теплообмена

По мере увеличения числа Ra картины течения усложняются. Валиковые течения переходят в трехмерные течения вида полигональных структур (рис. 3.4), которые в свою очередь теряют устойчивость, в результате чего возникают колебательные возмущения. Наконец, возмущения по мере роста усложняются до состояния, которое называется турбулентным режимом течения.

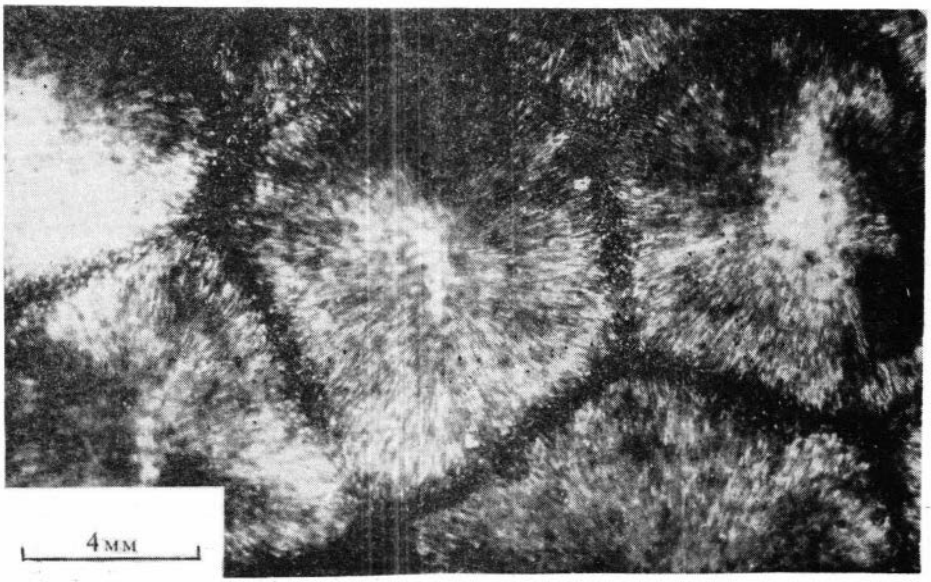


Рис. 3.4. Полигональная форма течения: Pr = 16, l = 4 мм, Ra = 22 600.

Очень сложно детально проследить последовательность структурных изменений конвективных течений. Это можно сделать, условно разделяя режимы течения на виды:

а) установившиеся двухмерные;

б) установившиеся трехмерные;

в) неустановившиеся трехмерные;

г) турбулентные.

Эти режимы зависят от критериев Рэлея (Ra) и Прандтля (Pr). На рис. 3.5 представлены границы режимов по Р. Кришнамурти [Krishnamurti, 1970] и приведены результаты экспериментов, выполненных Дж. Голлубом и С. Бенсоном [Gollub, Benson, 1980] при $Pr \approx 5$, а также результаты, полученные В.С. Бердниковым и др. [1987] при $Pr \approx 15$ и А.Г. Кирдяшкиным, А.А. Кирдяшкиным В.Ю. Долговым [1994] $Pr \approx 28$ и $Pr \approx 3 \cdot 10^3$. Эти измерения приведены с контролем изменения температуры во времени и скорости.

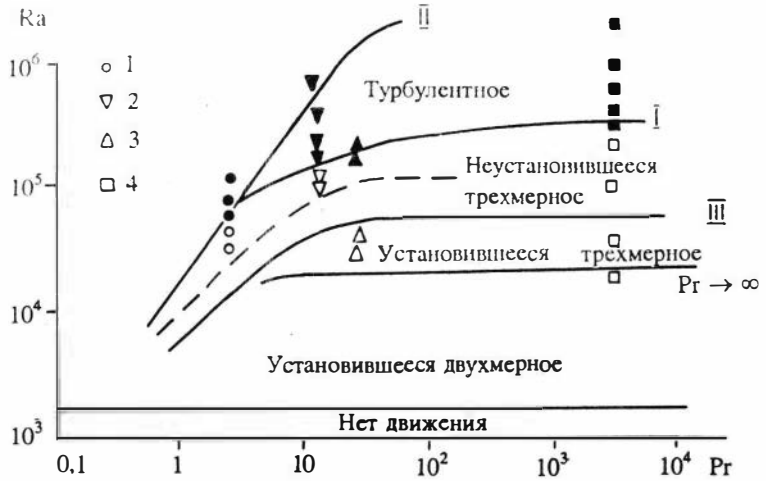


Рис. 3.5. Границы режимов течения.
Эксперименты, выполненные: 1 – Дж. Голлубом, С. Бенсоном [Gollub, Benson, 1980], Pr = 2,8÷5; 2 – В.С. Бердниковым и др. [1987], Pr = 14÷16; 3–4 – А.Г. Кирдяшкиным и А.А. Кирдяшкиным, В.Ю. Долговым [1994]: 3 – Pr = 28; 4 – Pr = $3 \cdot 10^3$; залитые значки – развитый турбулентный режим; I – III – границы режимов конвекции.

Как видно из рис. 3.5 граница II режима турбулентности значительно отличается от границы I, предложенной в настоящей работе. Это связано со следующим. Граница II оценивалась в основном по визуализации картин течения, и турбулетный режим считался установившимся тогда, когда наблюдалась сложная быстро меняющаяся пространственная структура. Измерения же изменения скорости и температур в горизонтальном слое во времени и спектральный анализ показали, что по мере развития нестационарности течения в горизонтальном слое четко выделяются длиннопериодные изменения температуры, связанные с перестройкой ячеек, и короткопериодные возмущения, присущие изменению температуры в самой конвективной ячейке, в то время как длиннопериодные возмущения имеют еще квазипериодический характер, короткопериодные принимают характер турбулентных пульсаций температуры и скорости. Таким образом, следует оценивать режим возникновения турбулентного течения не по картине течения, которая характеризует в основном длиннопериодные структурные изменения, а по температурным и скоростным пульсациям в слое.

Как следует из рис. 3.5, наблюдается лишь слабое изменение границы турбулентного течения при $Pr > 15$.

В зависимости от режима течения наблюдаются и различные законы теплообмена. Вблизи порога устойчивости в диапазоне $Ra_{кр} < Ra < 3{,}5 \cdot 10^3$ зависимость критерия Нуссельта $Nu = \alpha l/\lambda$ от Ra имеет вид:

$$Nu = 1 + 1{,}43\ (1 - Ra_{кр}/Ra). \qquad (3.30)$$

В диапазоне $4 \cdot 10^3 < Ra < 10^5$:

$$Nu = 0{,}2\ Ra^{1/4}. \tag{3.31}$$

В турбулентном режиме течения $Ra > 10^5$:

$$Nu = 0{,}1\ Ra^{1/3}. \tag{3.32}$$

Как следует из соотношения (3.32) коэффициент теплообмена α не зависит от толщины слоя, т. е.

$$\alpha/\lambda = 0{,}1\ (\beta g \Delta T l/a\nu)^{1/3}. \tag{3.33}$$

Это указывает на то, что определяющим размером является внутренний, присущий процессу теплообмена характерный размер. В работе А.Г. Кирдяшкина [1966] экспериментально определено, что вблизи поверхности теплообмена возникает вихревой ячеистый слой в режиме развитой турбулентной конвекции, размер которого определяется из условия $Ra_{в.с.} = 3100$, т. е. высота этого слоя зависит от физических свойств жидкости и перепада температуры в слое, где $Ra_{в.с.} = \beta g \Delta T_{в.с.} l^3_{в.с.}/a\nu$.

В этом случае $l_{в.с.} = (3100\ a\nu/\beta g \Delta T_{в.с.})^{1/3}$, где $\Delta T_{в.с.} = 0{,}5\Delta T$ для случая слоя, заключенного между двумя пластинами и $\Delta T_{в.с.} = (T_1 - T_\infty)$ при нагреве большого объема горизонтальной пластины, помещенной снизу, где T_∞ – температура в слое жидкости при удалении от горизонтальной поверхности на расстояние много большее чем $l_{в.с.}$

3.4. Поле температуры и скорости в конвективных ячейках

Изменения температуры в горизонтальном слое, подогреваемом снизу, при $Ra \le Ra_{кр}$ показывают на существование линейного профиля температуры, соответствующего кондуктивному режиму теплообмена. При числах $Ra > Ra_{кр}$ профили температуры в подъемном ($x/l_1 = 0$) и опускном ($x/l_1 = 1$) потоках отклоняются от линейного и уже при $Ra = 8{,}68 \cdot 10^3$ (рис. 3.6) наблюдается область постоянной температуры в них.

При других значениях x/l_1 профили температуры имеют обратный градиент, т. е. наблюдается инверсия градиента температуры. На рис. 3.7 представлены профили температур в полигональной ячейке. Вне опускного и подъемного потоков также наблюдается инверсия теплового потока и можно говорить о существовании тепловых пограничных слоев у стенок.

Измерения профилей температуры в опускных и подъемных потоках ячеек для различных значений Ra позволили обнаружить простую закономерность изменения температуры в подъемном и опускном потоках и разность температуры между ними (рис. 3.8). Профили температуры в опускном и подъемном потоках ячеек соответственно афинноподобны в координатах $(T-T_o)/\Delta T$ и y/l, где T_o – средняя температура в слое. По большей части высоты слоя относительная разность температуры между опускным и подъемным потоком постоянная и равна $T_{x=1} - T_{x=0} = 0{,}5\ \Delta T$.

Измерения скорости в ячейке проводились методом стробоскопической визуализации: слой жидкости освещался импульсным источником света. Алюминиевые частицы, находящиеся в слое, фотографировались на неподвижную фотопленку

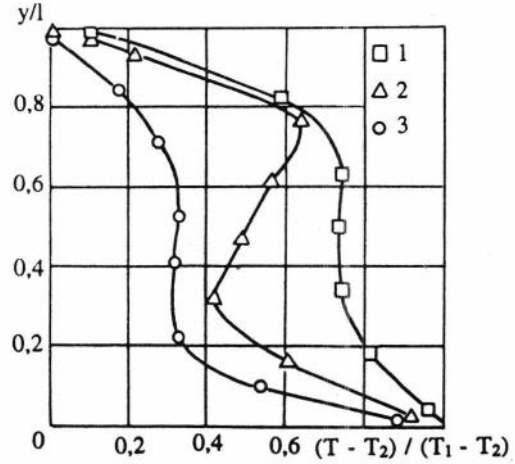


Рис. 3.6. Профили температуры в валике [Бердников, Кирдяшкин, 1978]:
1 – x/l_1 = 0,065 (подъемное течение); 2 – x/l_1 = 0,735; 3 – x/l_1 = 1 (опускное течение). Ra = $8{,}7 \cdot 10^3$; l = 3,15; ΔT = 3,75 °С; T_2 = = 23,52 °С.

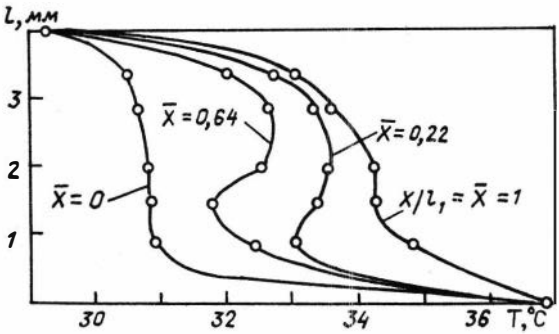


Рис. 3.7. Профили температуры в полигональной ячейке [Кирдяшкин, 1966].
Ra = 41 200; Pr = 15.

в виде треков (рис. 3.9). Зная временной интервал между вспышками и масштаб съемки, можно определить поле скорости двухмерного течения в ячейке.

На рис. 3.10 представлено поле скорости в ячейке вида валика. На рис. 3.11 показано поле скорости в полигональной ячейке. Измерения выполнены в широком диапазоне числа Ra. На рис. 3.12 представлена зависимость наибольшего значения горизонтальной скорости (u_m) от числа Ra, где $Re_m = u_m\, l/\nu$ – число Рейнольдса, вычисленное по u_m и $Pr = \nu/a$ – число Прандтля, определенное по средней температуре в слое $T = (T_1 + T_2)/2$. На этом же графике сплошной линией представлены теоретические значения $Re_m \cdot Pr$, полученные С. Чандрасекхаром [Chandrasekhar, 1961] методом конечных амплитуд для окрестности $Ra_{кр}$,

$$Re_m \cdot Pr = 0{,}24(Ra - Ra_{кр})^{1/2}. \qquad (3.34)$$

Наблюдается хорошее совпадение эксперимента и теории и при $Ra >> Ra_{кр}$. Подобная же закономерность при $Ra >> Ra_{кр}$ следует из решения, полученного с помощью теории пограничного слоя $Re_m \approx Ra^{1/2}$.

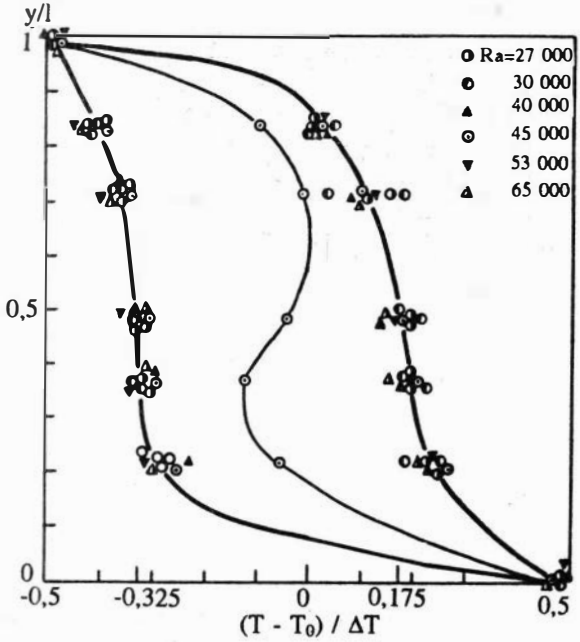


Рис. 3.8. Профили относительной температуры в опускном и подъемном потоках полигональной ячейки по высоте слоя жидкости [Кирдяшкин, 1966].

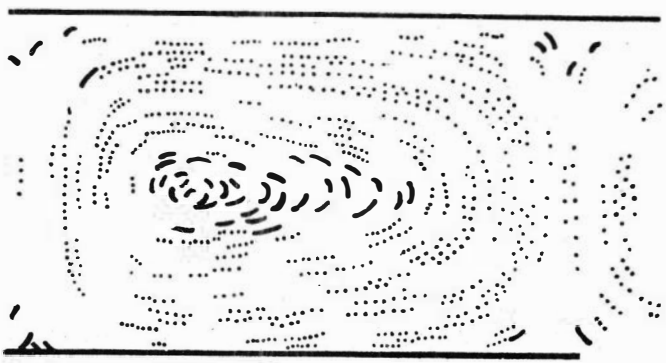


Рис. 3.9. Стробоскопические линии тока в виде треков [Бердников, Кирдяшкин, 1978].

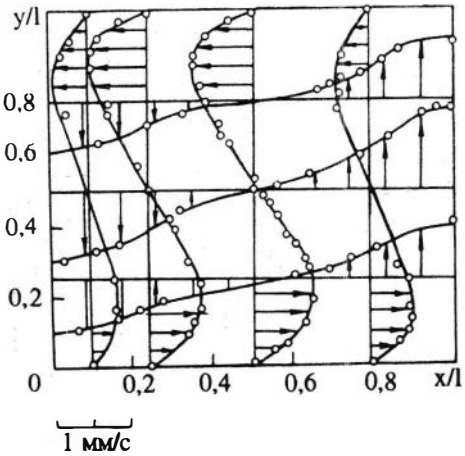


Рис. 3.10. Поле скорости в ячейке валиковой формы:
$Ra = 8{,}8 \cdot 10^3$; $l = 3{,}15$ мм; $l_1 = 3{,}6$ мм; $u_m = 0{,}77$ мм/с; $\bar{T} = 33{,}7$ °С; $Pr = 15$ (этиловый спирт) [Бердников, Кирдяшкин, 1978].

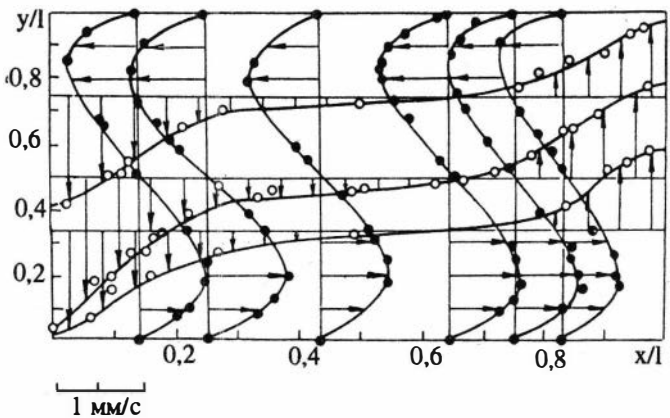


Рис. 3.11. Поле скорости в ячейке полигональной формы:
$Ra = 1{,}9 \cdot 10^4$; $l = 4{,}07$ мм; $u_m = 0{,}89$ мм/с; $\bar{T} = 31{,}7$ °С; $v_m = 1{,}66$ мм/с (этиловый спирт) [Бердников, Кирдяшкин, 1978].

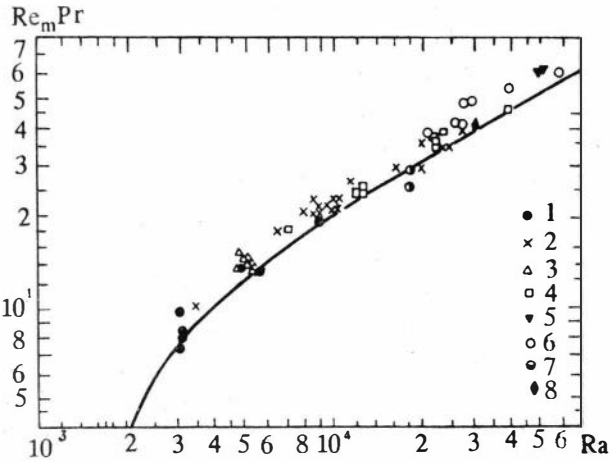


Рис. 3.12. Зависимость Re_m от Ra для $Pr \approx 16$ по экспериментам В.С. Бердникова и А.Г. Кирдяшкина [1978].

Валики: 1 – l = 2,5 мм; 2 – l = 3,15 мм; 3 – l = 3,6 мм; 4 – l = 4 мм; 5 – l = 5,1 мм. Шестиугольники: 6 – l = 4 мм; 7 – l = 3,6 мм. Четырехугольники: 8 – l = 4 мм. Сплошная линия – решение С. Чандрасекхара [Chandrasekhar, 1961].

3.5. Влияние числа Прандтля на структуру и теплообмен при тепловой гравитационной конвекции

Представим уравнения свободной конвекции в приближении Буссинеска в безразмерном виде, принимая в качестве масштабов следующие выражения: скорость – $(a\nu)^{1/2}/l$; температура – ΔT; длина – l; время – $l^2/(a\nu)^{1/2}$; давление – $\rho a\nu/l$.

Вследствие преобразований, аналогичных представленным в гл. 2, уравнения (2.79)–(2.81) в общей векторной форме примут вид:

$$Pr^{-1/2}[\partial \vec{u}/\partial t + (\vec{u}\,\mathrm{grad})\vec{u}] = -Pr^{1/2}\mathrm{grad}P + \vec{j}\,GrPr^{1/2}T + \nabla\,\vec{u}, \tag{3.35}$$

$$Pr^{1/2}\,[\partial T/\partial t + (\vec{u}\,\mathrm{grad})\,T] = \nabla\,T, \tag{3.36}$$

$$\mathrm{div}\,\vec{u} = 0, \tag{3.37}$$

где $\vec{j}$ – единичный вектор, характеризующий направление силы тяжести.

Проанализируем общие свойства уравнений (3.35)–(3.37) для двух случаев, когда $Pr << 1$ и $Pr >> 1$. В случае стационарного процесса теплообмена $\partial\vec{u}/\partial t = 0$ и $\partial T/\partial t = 0$.

При $Pr << 1$ в уравнении теплообмена (3.36) можно пренебречь конвективным членом $(\vec{u}\,\mathrm{grad})T$, т. е. теплообмен, в основном, осуществляется теплопроводностью.

Уравнение движения (3.35) следует рассматривать в полном виде с учетом конвективных членов $(\vec{u}\,\mathrm{grad})\vec{u}$. Нельзя не учитывать член массовых сил $(\vec{j}\,GrPr^{1/2}\,T)$, так как само движение является следствием действия этой силы, хотя в это слагаемое входит и число $Pr^{1/2}$.

К жидкостям, имеющим $Pr << 1$, следует отнести высокотеплопроводные вещества, какими являются, например, жидкие металлы.

Рассмотрим жидкости с $Pr >> 1$. Это жидкости, имеющие большую вязкость. К ним следует отнести мантийные вещества. Скорости движения высоковязких жидкостей низкие. Такие течения называют еще ползущими движениями. В случае ползущих движений можно пренебречь конвективными членами в уравнении движения (3.35) $(\vec{u}\,\mathrm{grad})\vec{u}$. Как видно из этого уравнения при $(\partial\vec{u}/\partial t = 0)$, инерционные члены $(\vec{u}\,\mathrm{grad})\vec{u}$ $Pr^{-1/2}$, входящие в левую часть уравнения, при $Pr >> 1$, много меньше вязких членов $\nabla\vec{u}$ и члена, представляющего силу тяжести $\vec{j}\,GrPr^{1/2}T$. Поэтому инерционными членами можно пренебречь. Членом, учитывающим градиент давления $-Pr^{-1/2}\mathrm{grad}P$, пренебрегать нельзя.

Уравнение теплообмена нужно учитывать в полном виде, так как в переносе тепла при $Pr >> 1$ основную роль играют конвективные члены $Pr^{1/2}(\vec{u}\,\mathrm{grad})T$, а член ∇T, учитывающий кондуктивный теплообмен, является определяющим вблизи поверхности теплообмена независимо от величины числа Pr. Пренебрегая в уравнении движения (3.35) инерционными членами, найдем порядок величины скорости $u \approx Gr\cdot Pr^{1/2}$. Из уравнения теплообмена следует, что $T \approx Pr^{1/2}$. Тогда безразмерный коэффициент теплообмена (число Нуссельта) $Nu \approx uT \approx Gr\cdot Pr = Ra$.

Критериальное уравнение для $Pr >> 1$ будет иметь вид:

$$Nu = f(Gr\cdot Pr) = f(Ra). \qquad (3.38)$$

Для свободной конвекции у вертикальной поверхности теплообмена и постоянной разности температур в пограничном слое зависимость (3.38) справедлива при $Pr > 3$ [Джалурия, 1983]:

$$Nu = 0{,}503\cdot Ra^{1/4}. \qquad (3.39)$$

Таким образом, конвективными членами можно пренебречь уже при $Pr > 3$. Для горизонтального слоя жидкости, подогреваемого снизу, соотношение (3.38) справедливо уже при $Pr > 1$, как это следует из соотношений (3.31), (3.32).

Следовательно, при $Pr > 3$ можно не учитывать конвективные члены в уравнении движения. Для мантии Земли число $Pr \approx 10^{23}$ очень велико и инерционными членами можно пренебречь. При анализе стационарной конвекции из диаграммы границ режимов течения (см. рис. 3.5) можно видеть, что границы устойчивости стационарных течений не зависят от величины числа Pr уже при $Pr > 5$. Границы режимов нестационарных течений (см. рис. 3.5, I, III) не зависят также от числа $Pr > 15$. Это обстоятельство указывает на то, что и при нестационарных режимах течения определяющим критерием является число Рэлея. На это указывает вид закона теплообмена при турбулентном режиме течения в горизонтальном слое (3.32) и для турбулентного режима у вертикальной поверхности [Кирдяшкин, 1979]:

$$Nu = 0{,}098\cdot Ra^{1/3}. \qquad (3.40)$$

С учетом перечисленных особенностей уравнений свободной конвекции при экспериментальном моделировании нестационарной конвекции в нижней мантии целесообразно использовать в качестве рабочей жидкости вещество с числом $Pr > 15$.

3.6. Характерные временные масштабы нестационарных течений

В уравнении движения для нестационарной свободной конвекции (3.35) при $Pr >> 1$ можно пренебречь левой частью из-за ее малости. Уравнение же теплообмена (3.36) остается в полном виде. В этом случае имеем следующую систему уравнений:

$$-Pr^{-1/2}\ \mathrm{grad}P + \nabla\vec{u} + \vec{j}\ Gr\ Pr^{1/2}\ T = 0, \tag{3.41}$$

$$Pr^{1/2}\ [\partial T/\partial t + (\vec{u}\ \mathrm{grad})\ T] = \nabla T, \tag{3.42}$$

$$\mathrm{div}\,\vec{u} = 0. \tag{3.43}$$

Как следует из этой системы уравнений, нестационарность имеет тепловой характер, так как нестационарный член сохраняется только в уравнении теплообмена. Нестационарность вызывается в основном за счет тепловой, а не гидродинамической инерционности, так как конвективные члены пренебрежимо малы. Изменение скорости определяется изменением температуры во времени и между ними должна наблюдаться корреляция. Увеличение перепада $(T_1 - T_2)$ влечет за собой увеличение скорости течения.

О частотных характеристиках колебаний температур и, следовательно, скорости в режиме неустойчивой во времени конвекции, когда граничные условия осредненно-стационарные, ничего сказать заранее нельзя.

Ранее (в разделе 2.14) нами был найден определяющий критерий конвективной нестационарности – критерий гомохронности:

$$Ho = u\ t_o / l. \tag{3.44}$$

В случае малых колебаний перепада температуры в горизонтальном слое относительно среднего значения скорость можно определить из (3.34): $u = 0{,}24a(Ra - Ra_{кр})^{1/2}/l$. В качестве масштаба скорости примем $u \approx a(Ra - Ra_{кр})^{1/2}/l$ и подставим его в (3.44):

$$Ho = (t_o a/l^2)(Ra - Ra_{кр})^{1/2} = Fo(Ra - Ra_{кр})^{1/2}, \tag{3.45}$$

где $Fo = t_o\ a/l^2$ – критерий Фурье, характерный для нестационарного кондуктивного теплообмена. При $Ra >> Ra_{кр}$ (3.45) будет иметь вид:

$$Ho = (t_o a/l^2)Ra^{1/2} = Fo\ Ra^{1/2}. \tag{3.46}$$

При известной величине Ho можно из (3.46) определить величину характерного времени t_o:

$$t_o = l^2 Ho/aRa^{1/2}. \tag{3.47}$$

Характерное время нестационарного процесса теплообмена при свободной конвекции можно определить либо с помощью лабораторного, либо с помощью численного эксперимента. При экспериментальных методах изучения нестационарных процессов нужно всегда иметь в виду, что характерные времена датчиков измеряемого параметра и системы измерения этого параметра должны быть много меньше характерного времени процесса. Следует различать нестационарные процессы, связанные с развитием свободной конвекции до состояния установившегося режима течения, с нестационарностью, которая обнаруживается в осредненно-установившемся режиме теплообмена. В последнем случае в зависимости от числа Ra установившиеся течения могут быть: ячеистая конвекция с наложенными на нее колебаниями температуры и, следовательно, скорости и турбулентная конвекция.

Рассмотрим случай развития конвекции при маломеняющемся перепаде температуры в слое [Кирдяшкин и др., 1994]. Изначально осуществлялся выход в установившийся режим конвекции, что определялось по постоянному тепловому потоку, осредненному постоянному перепаду температуры и возникновению установившейся картины течения. При достижении указанных условий снимался верхний охлаждающий теплообменник и вручную перемешивалась рабочая жидкость. Затем теплообменник быстро устанавливался и синхронно начинались временной отсчет и считывание показаний цифровых вольтметров на ЭВМ. Синхронно же снимались картины ячеистых течений.

При $Ra < 4 \cdot 10^4$ в режиме "разгона" наблюдаются пульсации перепада температуры в слое и, следовательно, числа Ra и теплового потока (рис. 3.13) и выход на режим установившейся ячеистой конвекции. Эти пульсации определяются тем, что в течение времени, соизмеримого со временем "одного оборота" конвективной ячейки, происходит опускание холодных и подъем горячих потоков, приводящие к падению значения числа Ra, а значит, и скорости движения жидкости, что вновь вызывает увеличение перепада температуры.

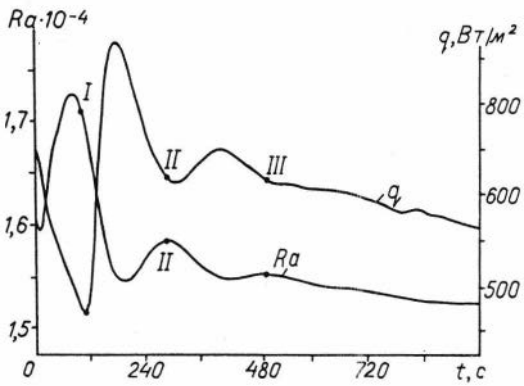


Рис. 3.13. Развитие конвекции в горизонтальном слое глицерина: $Pr = 3 \cdot 10^3$; $\overline{Ra} = 1{,}54 \cdot 10^4$; $l =$ = 17,8 мм.

Таким образом, в период установления режима происходит пульсационное "раскручивание" ячейки, и нестационарный режим носит тепловой характер, так как управляется изменением перепада температуры в слое. На это указывает корреляция изменения перепада температуры в слое и изменение локального удельного теплового потока: кривые $Ra(t)$ и $q(t)$ находятся в противофазе (см. рис.3.13). Экстремумы этих кривых хорошо скоррелированы, и минимуму значения q соответствует максимум значения Ra. Это также подтверждает вывод, сделанный из анализа уравнений свободной конвекции, состоящий в том, что нестационарность носит тепловой характер при $Pr \gg 1$. На кривых (см. рис. 3.13) можно выделить характерные точки, связанные с самим процессом установления режима конвекции. Время, соответствующее точке I, отражает момент появления

картины течения. Конвективные ячейки имеют вид округлых, невыраженных очертания и система восходящих потоков только формируются. В этом промежутке времени конвекция слабая, теплообмен осуществляется в основном кондукцией, и потому со временем тепловой поток уменьшается.

В интервале времени $t_I < t < t_{II}$ наблюдается возрастание скорости, что влечет за собой увеличение теплового потока и некоторые уменьшения перепада температуры. В точке II практически уже сформировалась ячеистая структура, и далее повторялся такой же цикл колебания с меньшими амплитудами, который завершается в точке III при $t = t_o$. Далее может идти медленная перестройка структуры второго порядка.

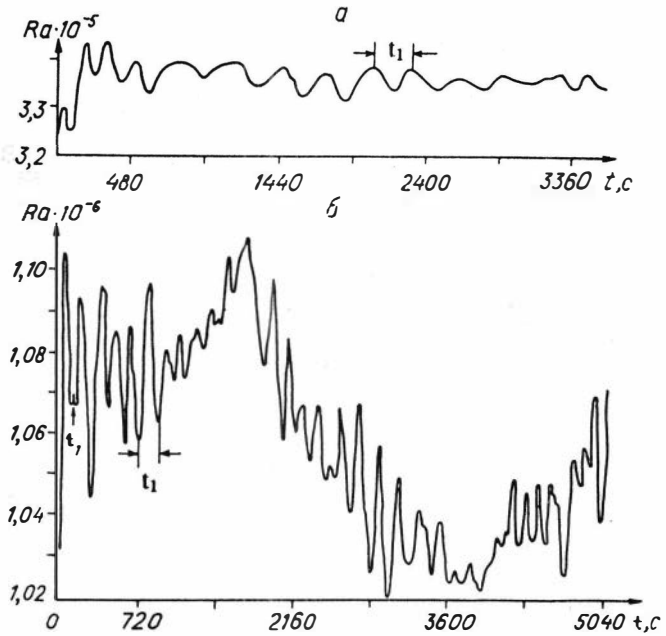


Рис. 3.14. Изменение числа *Ra* в горизонтальном слое во времени:

а – l = 47,2 мм, $\overline{Ra}$ = $3{,}35\cdot10^5$, Ho_1 = 3,8, Pr = $2{,}9\cdot10^3$;

б – l = 52,5 мм, $\overline{Ra}$ = $1{,}06\cdot10^6$, Ho_1 = 5,1, Pr = $2{,}2\cdot10^3$.

Экспериментально установлено, что при $Pr = (3 \div 3{,}3)\cdot10^3$ и $1{,}5\cdot10^4 < Ra < 4\cdot10^4$ для глицерина значение критерия Ho, вычисленного по времени выхода на стационарный режим t_o, равно 16,5 ± 2. При $Ra > 4{,}1\cdot10^4$ режим развитой конвекции имеет колебательный характер и трудно определить время установления t_o осредненно-стационарного режима. Кроме короткопериодных пульсаций, свидетельствующих о неустойчивости течения (рис.3.14,а), в конвективной ячейке

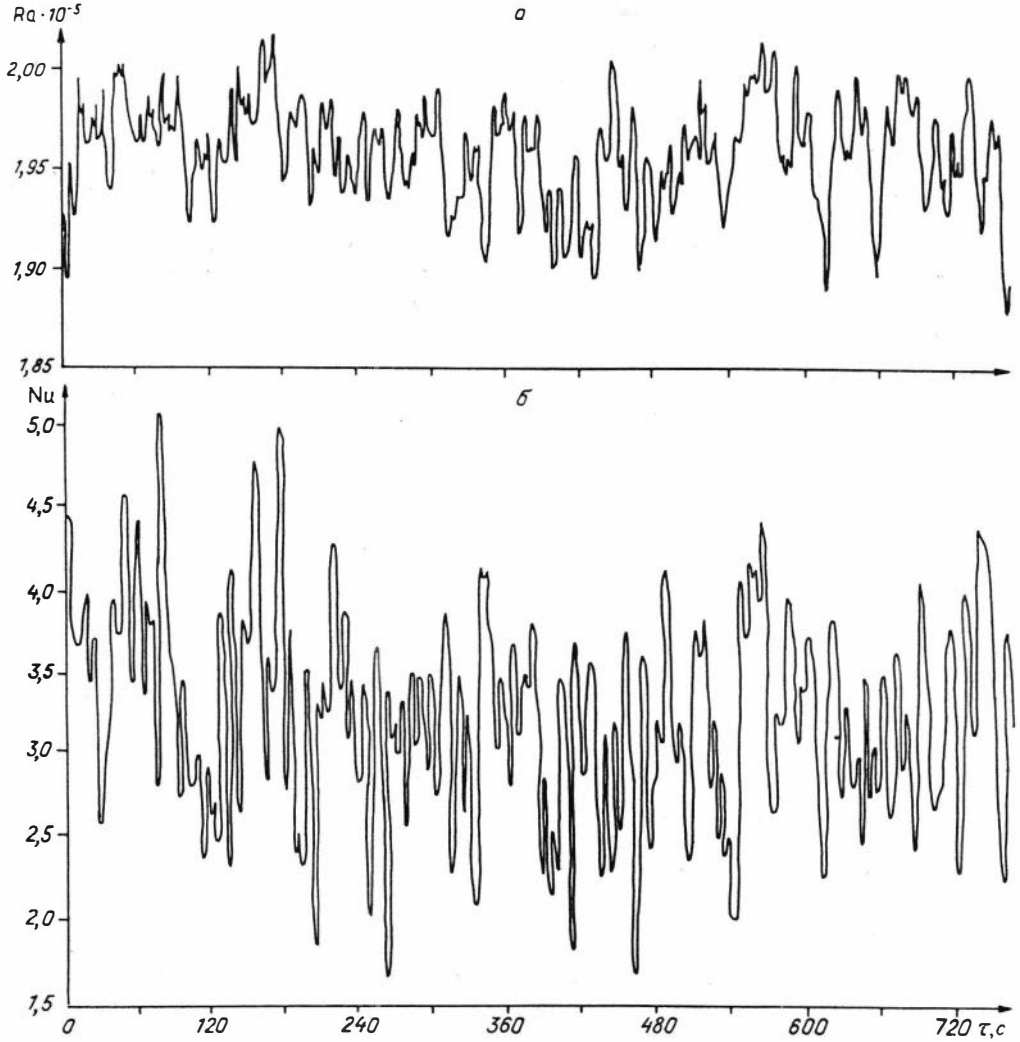


Рис. 3.15. Изменение числа:
а – *Ra* и **б** – *Nu* во времени в осредненно-стационарном турбулентном режиме в горизонтальном слое гексадекана $Pr = 28$; $Ra = 1{,}95 \cdot 10^5$; $l = 10{,}8$ мм, $Nu - 3{,}27$.

наблюдаются длиннопериодные колебания, связанные с дрейфом ячеек (см. рис. 3.14, б).

При $Ra = 1{,}95 \cdot 10^5$ и $Pr = 28$ наблюдается неустойчивый режим течения в конвективной ячейке и перестройка структуры ячеистых течений, выраженная в длиннопериодных колебаниях температуры. Короткопериодные колебания $Ra(t)$ и $Nu(t)$ (рис. 3.15,а,б) находятся в противофазе, что указывает на тепловой характер неустойчивости. Отклонение локального теплового потока от среднего значения, как и величина числа *Nu*, составляет 40 ÷ 50 %.

В режиме неустойчивой конвекции определялись средние периоды короткопериодных колебаний температуры (или тепловых потоков) t_1. По ним вычислялись значения критерия гомохронности (см. 3.45) $\overline{Ho}_1 = t_1 a\,(\overline{Ra} - Ra_{кр})^{1/2}/l^2$.

Для гексадекана (Pr = 28) при $\overline{Ra}$ = $4{,}1\cdot10^4$; $1{,}95\cdot10^5$; $1{,}6\cdot10^5$ значения $\overline{Ho}_1$ соответственно равны 5,7; 3,8; 3,9. Для глицерина ($Pr = 3\cdot10^3$) при $Ra = 3{,}6\cdot10^5$; $4{,}8\cdot10^5$; $6{,}5\cdot10^5$; $7{,}7\cdot10^5$; $1{,}06\cdot10^6$ значения $\overline{Ho}_1$ соответственно равны 3,8; 5,5; 5,1; 4,8; 5,1. В работе Дж. Голлуба, С. Бенсона [Collub, Benson, 1980] для Pr = = 2,5 ÷ 5 короткопериодные колебания возникают в случае $\overline{Ra} > 5{,}9\cdot10^4$ и величины $\overline{Ho}_1$ = 3,5; 3,8; 3,7; 6,0, что соответствует $\overline{Ra}$ = $5{,}95\cdot10^4$; $7{,}7\cdot10^4$; $7{,}97\cdot10^4$; $1{,}1\cdot10^5$.

Таким образом, при изменении числа Pr от 2,5 до $3\cdot10^3$, т. е. для различных жидкостей как маловязких, так и с большой вязкостью, величина Ho_1 изменяется незначительно. Это означает, что движения в нижней мантии носят неустойчивый характер. Средние периоды колебаний $\bar{t}_1$ для нижней мантии могут быть вычислены из соотношения (3.47):

$$\bar{t}_1 = \overline{Ho}_1 l^2/a\,Ra^{1/2}, \qquad (3.48)$$

где $l = 2{,}1\cdot10^6$ м и $a = 10^{-6} \div 4\cdot10^{-6}$ м^2/с. Подставляя в (3.48) найденные значения критерия гомохронности, можно определить периоды колебаний для нижней мантии. При значении числа Рэлея для нижней мантии в диапазоне $2{,}4\cdot10^5 < Ra < 1{,}1\cdot10^6$; $\bar{t}_1$ = 200 ÷ 900 млн лет.

3.7. Конвективный тепло- и массообмен при перекристаллизации алмаза

В качестве примера практического приложения вышеприведенных закономерностей рассмотрим процесс перекристаллизации алмаза. Другие примеры для более масштабных геодинамических процессов рассмотрены в гл. 4, 5.

Перекристаллизация алмаза в металлических расплавах при высоком давлении происходит в условиях высокой растворимости в горячей зоне и пониженной – в более холодной. Это обусловливает перенос углерода в направлении, обратном температурному градиенту. Учитывая важность исследования данного механизма, А.Г. Кирдяшкин, И.Н. Федоров, А.Н. Чепуров, Ю.М. Борзов экспериментально изучили скорость массопереноса углерода и предложили модель, позволяющую количественно описать этот процесс [Кирдяшкин и др., 1986].

Опыты проводились на многопуансонном аппарате высокого давления типа разрезная сфера по методике, изложенной в работе Н.В. Соболева и др. [1983]. Исходные образцы собирали по стандартной схеме: в наиболее горячей центральной зоне помещался источник углерода – графит марки МГ ОСЧ, ниже - слой металла, далее – затравка алмаза. Так как в первые минуты опыта графит полностью переходил в алмаз, перенос углерода происходил по схеме: алмаз → раствор углерода в расплаве металла → алмаз. Растворителем углерода служил "эвтектический" сплав $Mn_{0,6}Ni_{0,4}$, который помещали в ампулу в виде спрессованной таблетки диаметром 5 и высотой 2 мм. Эксперименты осуществляли при давлении 5,5-6 ГПа и температуре ~ 1350 °С. Их продолжительность, определяемая с

момента насыщения расплава углеродом, находилась в интервале от 0,5 до 9 ч. Температурный градиент в рабочей зоне ячейки при ее сплошном заполнении тальком составляет менее 15 град/мм.

Объем, в котором алмаз кристаллизуется на затравке, можно рассматривать как наклонный плоский слой, заполненный жидким металлом (рис. 3.16). Верхняя стенка (источник углерода) – более нагрета, нижняя – охлаждающая. Затравочный кристалл алмаза устанавливается в центре нижней ограничивающей стенки и имеет размер x_0.

В плоском слое жидкости, замкнутом по торцам, при неодинаковой ориентации относительно вектора силы тяжести вблизи изотермических пластин, имеющих разные температуры, возникает течение, поднимающееся у нагретой и опускающееся у холодной поверхностей теплообмена. При различной ориентации плоского слоя, когда нагретая пластина расположена выше холодной, в случае $Ra < 1{,}63 \cdot 10^3$ и $H/l >> 1$ в центральной по длине слоя области имеет место режим свободноконвективного течения, при котором профиль температуры по толщине слоя – линейная функция от y/l, а профиль скорости – кубическая парабола [Кирдяшкин, Мухина, 1971]:

$$u = \beta g \Delta T l^2 / 6\nu [(y/l)^3 - y/l] \cos\gamma;$$
$$\Theta = (T - T_1)/\Delta T = 0{,}5\ (1 + y/l). \qquad (3.49)$$

Здесь $Ra = \beta g \Delta T l^3 / a\nu$ - число Рэлея; $\Delta T = T_2 - T_1$ – перепад температуры между поверхностями теплообмена; l – полутолщина слоя; y – нормальная к поверхностям теплообмена координата; γ – угол наклона слоя относительно вертикали ($\gamma > 0$, если более нагретая поверхность расположена над холодной).

Численные эксперименты, выполненные для числа Прандтля $Pr = 0$, выявили, что соотношения (3.49) справедливы при $Gr = \beta g \Delta T l^3 \nu^{-2} < 8 \cdot 10^3$, где $Gr = Ra/Pr$ – критерий Грасгофа. В нашем случае жидкометаллический теплоноситель – Pr = 0,07.

Результаты экспериментальной оценки числа Рэлея в режиме кристаллизации алмаза показали, что $Ra < 1{,}6 \cdot 10^3$ и $Gr < 8 \cdot 10^3$, т.е. тепловое гравитационное течение в ячейке, где кристаллизуется алмаз, описывается соотношениями (3.49). Для исследуемых условий из-за малого массопереноса на затравку влиянием концентрационных гравитационных сил на тепловые гравитационные течения пренебрегаем. Рассматриваем стационарный режим течения, который устанавливается в жидкометаллической системе сравнительно быстро по отношению ко всему времени кристаллизации. Считаем, что скорость кристаллизации лимитируется интенсивностью массообмена в концентрационном пограничном слое, а не кинетикой поверхностных процессов.

У поверхности II, состоящей из алмазной шихты (см. рис. 3.16), жидкий металл насыщается углеродом в соответствии с температурой и давлением жидкометаллической системы в окрестности стенки. Конвективный поток в силу замкнутости линии тока при ламинарном циркуляционном течении обтекает поверхность I, где скорость кристаллизации углерода на алмазной затравке определяется массопередачей в концентрационном пограничном слое. При этом концентрация углерода в металле у поверхности алмаза падает до концентрации насыщения, соответствующей температуре поверхности алмаза T_1.

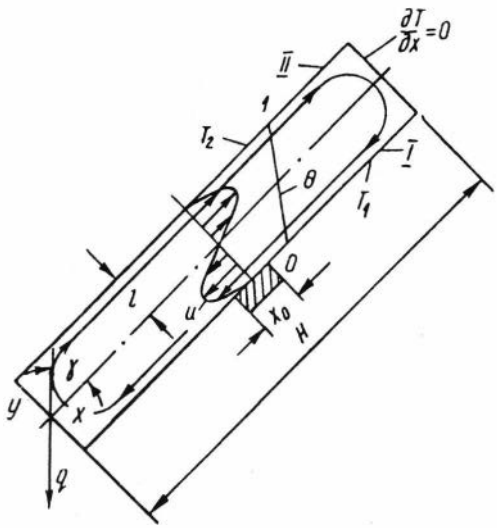


Рис. 3.16. Схема течения жидкости в ячейке высокого давления.

Схема гидродинамики и массообмена в концентрационном пограничном слое δ_c вблизи поверхности алмаза представлена на рис. 3.17.

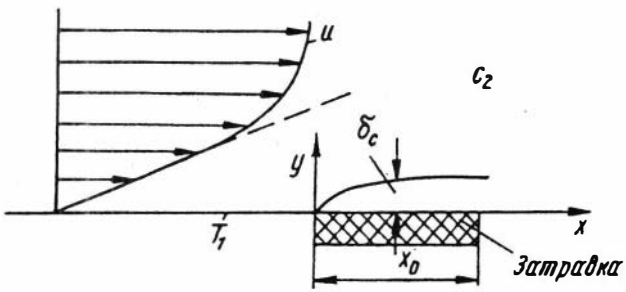


Рис. 3.17. Схема массопереноса в концентрационном пограничном слое.

В рассматриваемых условиях $Pr << Sh$, где $Sh = \nu/D$ – критерий Шмидта ($Sh = 250$); D – коэффициент диффузии. В этом случае толщина концентрационного пограничного слоя δ_c намного меньше l и его развитие происходит в области, в которой можно принять линейную ашроксимацию профиля скорости $u = \tau_{ст} y/\eta$, где $\tau_{ст}$ – трение на стенке; η – коэффициент динамической вязкости.

Касательное напряжение на стенке определяется, исходя из соотношения (3.49)

$$\tau_{ст} = \eta(\partial u/\partial y)_{ст} = (\eta\beta g \Delta T l \cos\gamma)/6\nu. \qquad (3.50)$$

Уравнение концентрационного пограничного слоя в двухмерном рассмотрении записывается следующим образом: $u\,\partial\,\bar{c}/\partial x + v\,\partial\,\bar{c}/\partial y = D\,\partial^2\,\bar{c}/\partial y^2$. Так как течение вида (3.49) плоскопараллельное, нормальная составляющая скорости $v = 0$. Отсюда с учетом предыдущих выражений имеем:

$$By\,\partial\,\bar{c}/\partial x = \partial^2\,\bar{c}/\partial y^2, \qquad (3.51)$$

где $B = \tau_{ст}/D\eta$; $\bar{c} = (c-c_2)/(c_1-c_2)$; c_1 – концентрация углерода в жидком металле у поверхности кристалла алмаза, соответствующая концентрации насыщения при температуре T_1; c_2 - концентрация углерода в жидком металле во внешней части пограничного слоя, соответствующая концентрации насыщения при температуре T_2.

Граничные условия для уравнения (3.51): если $y = 0$, то $\bar{c} = 1$; если $y \geq \delta_c$, то $\bar{c} = 0$. Интегрируем уравнение (3.51) при данных граничных условиях, используя подстановку, предложенную М.Е. Швецом [1954],

$$A = y(B/x)^{1/3} = y(\tau_{ст}/D\eta x)^{1/3}. \qquad (3.52)$$

После преобразования выражения (3.51) в новых переменных получаем

$$\partial^2\,\bar{c}/\partial A^2 + (A^2/3)(\partial\,\bar{c}/\partial A) = 0. \qquad (3.53)$$

Решение уравнения (3.53), удовлетворяющее граничным условиям $\bar{c} = 1$ при $A = 0$, $\bar{c} = 0$ при $A = \infty$, имеет вид :

$$\bar{c} = 1 - \int_0^A \exp(-A^3/9)dA \Big/ \int_0^\infty \exp(-A^3/9)dA, \qquad (3.54)$$

где $\int_0^\infty \exp(-A^3/9)dA = (1/3)^{1/3} \int_0^\infty e^{-\xi}\xi^{(1/3-1)}d\xi = \Gamma(1/3)/3^{1/3} = 1{,}855.$

Локальные значения коэффициента массообмена на поверхности кристаллизующегося алмаза (α_c) рассчитываются по формуле:

$$\alpha_c = -D(\partial\,\bar{c}/\partial y)_{y=0} = -D(\partial\,\bar{c}/\partial A)_{A=0}(\partial A/\partial y)_{y=0}. \qquad (3.55)$$

Из уравнения (3.54) находим, что $(\partial\,\bar{c}/\partial A)_{A=0} = -1/1{,}855$, а из формулы (3.52) получаем $(\partial A/\partial y)_{y=0} = (\tau_{ст}/D\eta x)^{1/3}$. Подставляя эти выражения в формулу (3.55) и учитывая уравнение (3.50), определим локальные значения коэффициентов масообмена:

$$\alpha_c = (D/1{,}855)\,(\beta g\Delta Tl\cos\gamma/6\nu Dx)^{1/3}. \qquad (3.56)$$

Среднее значение коэффициента массообмена вычисляется с помощью выражения:

$$\bar{\alpha}_c = (1/x_o)\int_0^{x_o} \alpha_c dx = 0{,}455\,(D/x_o)(x_o^2\,\beta g\Delta Tl\cos\gamma/\nu D)^{1/3}. \qquad (3.57)$$

Формулу (3.57) можно представить в безразмерном виде

$$Nu_c = \bar{\alpha}_c x_o/D = 0{,}455\,k_o^{2/3}\,(\cos\gamma)^{1/3}Gr^{1/3}Sh^{1/3}. \qquad (3.58)$$

где Nu_c - безразмерный коэффициент массообмена; $k_o = x_o/l$; $Cr = \beta g\Delta Tl^3\nu^{-2}$; $Sh = \nu/D$.

Скорость массопереноса углерода на поверхность кристалла (j_c) определяется из соотношения

$$j_c = \bar{\alpha}_c\Delta\,\bar{c} = \bar{\alpha}_c\cdot(\partial c/\partial T)\,\Delta T. \qquad (3.59)$$

Для расчета скорости массопереноса по уравнениям (3.57) – (3.59) необходимо найти численные значения входящих в них величин при использованных экспериментальных условиях. Коэффициент диффузии углерода в расплаве никеля при высоком давлении представлен в работе [Strong et al., 1967] и при температуре 1350 °С равен $1{,}4\cdot10^{-3}$ мм^2/с. Величины $\partial c/\partial T$ и β, рассчитанные для расплава $Mn_{0,6}Ni_{0,4}$ по данным, приведенным в работах Т.П. Ершовой и др. [1981], составляют соответственно 10^{-3} мг·мм$^{-3}$·град$^{-1}$ и $6\cdot10^{-4}$ град$^{-1}$. Коэффициент кинематической вязкости расплава $Mn_{0,6}Ni_{0,4}$ при атмосферном давлении, по данным Б.А. Баума [1979], равен 0,55 мм^2/с. В работе П. Бриджмена [1935] указывается, что повышение давления до 12 кбар приводит к росту коэффициента кинематической вязкости ртути на 30 %. Исходя из этого, принимает, что в уравнении (3.50) $\nu \approx 1$ мм^2/с. Угол наклона ячейки к вектору силы тяжести в использованном нами аппарате составлял 45°. Подстановка этих величин в уравнение (3.59) приводит к выражению

$$j_c = 9\cdot10^{-6}\,(\Delta T)^{4/3} x_o^{-1/3}, \qquad (3.60)$$

где j_c, в мг·мм$^{-2}$·с$^{-1}$; ΔT, в °С; x_o, в мм.

Скорость переноса, исходя из уравнения (3.60), зависит от характерного размера кристалла, который увеличивается в процессе роста. Выражая его через площадь поверхности и считая, что последняя линейно возрастает с увеличением длительности опыта, получаем формулу для расчета средней скорости переноса углерода:

$$\bar{j}_c = 10^{-5}\,(S_k^{11/6} - S_o^{11/6})/(S_k^2 - S_o^2)\,(\Delta T)^{4/3}, \qquad (3.61)$$

где S_o и S_k - начальная и конечная площади поверхности кристалла, в мм^2.

В пределах точности расчетов можно обычно принять $(S_k^{11/6} - S_o^{11/6})/(S_k^2 - S_o^2) \approx 1$ и уравнение (3.61) представить в виде $\bar{j}_c = 10^{-5}\,(\Delta T)^{4/3}$. При температурном перепаде $\Delta T = 5 - 10$ °С средняя скорость массопереноса составляет (0,9–2,2) 10^{-4} мг·мм$^{-2}$·с$^{-1}$, что хорошо совпадает с экспериментальными значениями, особенно для грани кристалла, растущей в направлении оси нагревателя, применительно к которой получено выражение (3.57). При этом средняя скорость переноса равнялась $(0{,}6 \div 2{,}5)\cdot10^{-4}$ мг·мм$^{-2}$·с$^{-1}$.

Для сравнения нами рассчитаны скорости чисто диффузионного переноса углерода без конвекции, когда перенесенный углерод равномерно осаждается на подложку в холодной части ампулы. В диффузионной модели этот процесс описывается уравнением

$$j_c = D\,\partial c/\partial y = D\,(\partial c/\partial T)(\Delta T/L), \qquad (3.62)$$

где $L = 2l$ – толщина слоя.

Величина j_c, рассчитанная с помощью выражения (3.62) для условий наших экспериментов ($\Delta T = 10$ °С), равна $7\cdot10^{-6}$ мг·мм$^{-2}$·с$^{-1}$, что значительно меньше скорости массопереноса углерода ($5\cdot10^{-4} - 5\cdot10^{-5}$ мг·мм$^{-2}$·с$^{-1}$), определенной в опытах, в которых образовывался в холодной зоне мелкокристаллический алмазный слой.

Таким образом, массоперенос углерода в процессе перекристаллизации алмаза при наклонном положении ячейки высокого давления осуществляется путем тепловой гравитационной конвекции. Скорость переноса с достаточной точностью описывается уравнениями (3.57) – (3.59).

В большинстве отечественных (типа наковальни с углублением) и зарубежных (бэлт) аппаратов ячейки высокого давления расположены горизонтально. Согласно отношениям (3.49), при более нагретой верхней стенке и изотермических поверхностях стенок конвекция отсутствует. Однако при неординарном положении ячейки и распределении температуры в нагревательном элементе возникает горизонтальный градиент температуры и, следовательно, конвективное движение. Отметим, что в последнем случае не существует порога устойчивости и конвекция возникает при сколь угодно малом горизонтальном градиенте температуры.

Результаты исследования показывают, что в отличие от процесса синтеза алмаза, скорость которого контролируется диффузией углерода через пленку металлического расплава, массоперенос углерода в процессах перекристаллизации зависит от конструктивных особенностей ячейки высокого давления и может контролироваться путем тепловой гравитационной конвекции.

Глава 4
Геодинамические процессы в мантии и их моделирование

В этой и следующей главе систематически изложены основные задачи глубинной геодинамики, используя вышеизложенный вводный материал и основы физического моделирования. Глубинные движения являются главной причиной динамики развития Земли и большинства приповерхностных процессов, изучаемых в геологии.

В структуре поверхностных оболочек Земли отражается взаимодействие следующих четырех групп глубинных факторов: 1. Структура конвекционных движений в нижней мантии и их взаимодействие с внешним жидким ядром Земли. 2. Мантийные плюмы, поднимающиеся от границы нижней мантии или пронизывающие всю мантию. 3. Конвективные течения в астеносфере, взаимодействующие: а) с нижнемантийными течениями; б) с мантийными плюмами; в) с нисходящими течениями в зонах субдукции; г) с неоднородной подошвой литосферных плит – эти взаимодействия вызывают, в частности, локальные мантийные ячейки (диапиры), взаимосвязанные с рифтами, окраинными морями, локальными магматическими структурами. 4. Латеральная неоднородность и стратификация (тектоническая расслоенность) литосферы, подразделяемой, прежде всего, на земную кору и литосферную мантию, сформировавшуюся из астеносферы. Важнейшей неоднородностью литосферы являются континенты с мощной (до 60 км) корой кислого состава с высокой радиоактивной теплогенерацией, служащие теплоизоляторами для мантийного тепла, и мощной (до 250-300 км под Африкой и Азией) литосферной мантией.

Верхние оболочки (земная кора, литосферная верхняя мантия и астеносфера) объединяют под названием "тектоносфера" [Тектоносфера Земли, 1978; Добрецов, 1981], ибо здесь происходят взаимосвязанные тектонические, магматические и метаморфические процессы, большая часть которых может изучаться непосредственно. Наиболее глубинные породы литосферной верхней мантии и частично астеносферы встречаются в виде глубинных ксенолитов в кимберлитах и щелочных базальтах [Соболев, 1974]. Состав и состояние астеносферной верхней мантии определяются по интенсивности и составу базальтового и ультраосновного магматизма, а также по геофизическим данным.

Как было показано выше, состав и структуру более глубинных оболочек Земли, включая переходный слой и нижнюю мантию, можно оценить только косвенно, используя геофизические данные (сейсмические, гравитационные, тепло-

вые, электромагнитные), экспериментальное и численное моделирование и аналогию с метеоритами.

Ниже на основе предложенной глобальной модели конвекции в мантии Земли [Кирдяшкин, Добрецов, 1991; Добрецов, Кирдяшкин, 1993] и имеющейся комплексной информации мы попытаемся оценить взаимодействие вышеназванных главных факторов и в ряде случаев дополнить имеющиеся оценки собственными экспериментальными и расчетными данными, в частности, по масштабам и скорости нижнемантийной конвекции, механизму устойчивости поднимающихся мантийных струй (плюмов) и влиянию континентальных масс и зон субдукции на верхнемантийную астеносферную конвекцию.

Изложение построено по схеме от общего к частному, начиная с обсуждения проблем конвективных течений в верхней и нижней мантии, мантийных плюмов, их образования на границах ядро–мантия и верхняя–нижняя мантия.

В следующей, пятой, главе рассмотрены геодинамические процессы, происходящие на границе литосфера–астеносфера и обусловливающие тектонику плит: спрединг и рождение океанической коры; субдукцию и рождение островодужной коры; зоны столкновения и образование складчатых поясов. В заключение намечена схема эволюционного развития складчатых поясов и Земли в целом, взаимосвязь и периодичность геодинамических процессов.

4.1. Модели конвекции в мантии

Для оценки глубинных процессов в Земле общепринятыми считаются модели термогравитационной конвекции, но некоторые отечественные авторы предполагают правомерность гравитационно-концентрационного механизма [Кеонджян, 1980; Монин, Сорохтин, 1982; Сорохтин, Ушаков, 1991]. В.П. Трубицын, Е.В. Харыбин [1988] показали, что этот механизм может проявиться как при довольно специфических условиях распределения неоднородностей в мантии, так и при специфических граничных условиях. Гравитационно-концентрационные глобальные течения могут возникнуть, если размеры частиц меньше критических, которые, в свою очередь, зависят от разности плотностей и физических свойств вязкой жидкости. С уменьшением же размера частиц возникновение глобальных концентрационных течений также проблематично, и более реальными могут быть течения, возникающие в результате теплогравитационной неустойчивости Рэлея – Тейлора. Большие ограничения возникают при условии длительного времени организации земного ядра [Витязев, 1991].

Применительно к Земле различают два типа моделей тепловой гравитационной конвекции. Согласно первому, предполагается конвекция по всей толщине мантии от литосферы (30–100 км) до границы между ядром и мантией (2890 км) [Pekeris, 1936; Molnar et al., 1979; Peltier, Jarvis, 1982; Bercovici et al., 1989; Davies, 1984,1992]. В другом типе предполагается, что конвекция происходит в двух слоях (в верхней и нижней мантии) и на границе их раздела отсутствует существенный массоперенос [Richter, Parsons, 1975; Richter, McKenzie, 1981; Добрецов, 1980, 1981; Christensen, Yuen, 1984; Cserepes, Rabinowicz, 1985; Cserepes et al., 1988;

Irvine, 1988; Кирдяшкин, Добрецов, 1991; Добрецов, Кирдяшкин, 1993; Добрецов и др., 1993].

Многие геолого-геофизические данные объясняются с альтернативных позиций в рамках этих моделей. Например, огромный горизонтальный размер многих литосферных плит предполагает аналогичную глубину конвективной ячейки [Molnar et al., 1979; Davies, 1984]. Однако моделирование океанических астеносферных течений [Кирдяшкин, 1989] (см. также гл. 5) показывает существование протяженной и тонкой астеносферной ячейки. Эти оценки совпадают с результатами нижеизложенного экспериментального моделирования двухслойной конвективной модели [Кирдяшкин, Добрецов, 1991; Добрецов, Кирдяшкин, 1993; Dobretsov, Kirdyashkin, 1993]. Наши эксперименты показали, что тонкие и протяженные ячейки в астеносфере могут создаваться под влиянием крупных нижнемантийных ячеек как результат горизонтального градиента температур на нижней границе астеносферных ячеек.

Другая группа аргументов связывает особенности зон субдукции с характером границы верхняя–нижняя мантия. Пропорциональное изменение длины зоны Беньоффа и скорости погружения литосферной плиты можно объяснить тепловой ассимиляцией погружающихся плит и отсутствием барьера в основании верхней мантии [Molnar et al., 1979]. Но распределение напряжений в погружающихся плитах и группировка глубокофокусных землетрясений в них предполагает присутствие барьера на глубине 650-700 км [Irvine, 1988]. Распределение очагов землетрясений в Идзу-Бонинской и Марианской зонах субдукции показано на рис. 4.1. На разрезе видно, что зоны сейсмичности распадаются на мелко- (до 200-300 км) и глубокофокусные. Последние на глубинах 550-650 км обнаруживают изменение наклона как результат вышеупомянутого барьера на глубине 650-700 км. Этот поворот отчетливо виден на разрезах *c*, *d*, *h*. Другие особенности (изменение угла наклона, исчезновение глубокофокусных землетрясений в разрезах *e*, *f*, *g*, изменение частоты землетрясений в разных зонах) будут обсуждены при рассмотрении механизма субдукции в гл. 5.

Возможная менее вязкая зона, расположенная ниже 700-километровой глубины, указывает на необходимость существования двух конвективных слоев, а отсутствие такой зоны поддерживает общемантийную модель конвекции [Peltier, Jarvis, 1982]. Однако присутствие холодного высоковязкого слоя на глубине 400-650 км, обнаруженного во многих регионах, согласно последним данным детальной сейсмической томографии [Spakman, 1990; Spakman et al., 1993; Fukao et al., 1994], а также сейсмические отражения от границы на глубине 660 км и ее рельеф свидетельствуют в пользу моделей двухслойной конвекции [Shearer, Masters, 1992].

На рис. 4.2 и 4.3 показано распределение холодных и плотных масс в мантии (соответствующих положительным аномалиям V_p) по данным сейсмической томографии [Fukao et al., 1994]. На глубинах 700–1700 км они коррелируются с современными зонами субдукции или с зонами субдукции, существовавшими 100–200 млн лет назад (см. участки, помеченные цифрами 1–2). Однако для участков (3–5) на рис.4.2а и для нижней части мантии (см. рис. 4.2б) холодные массы не

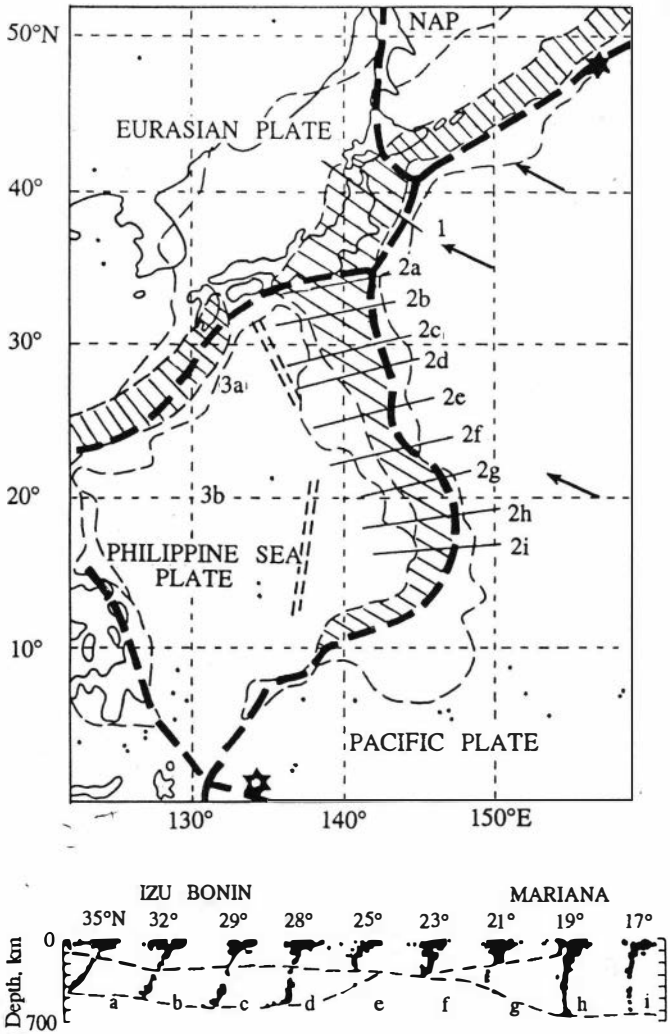


Рис. 4.1. Сейсмичность Курило-Японской, Идзу-Бонинской и Марианской дуг [Van der Hilst, Seno, 1993].

Жирные линии – границы плит; NAP – Охотоморская плита; стрелки показывают направления движения Тихоокеанской плиты; заштрихованная площадь – проекция сейсмофокальной зоны с максимальным числом землетрясений, внешняя пунктирная линия ограничивает зону редких землетрясений. Показаны также отдельные землетрясения вне этой линии. Разрез через Японскую дугу по линии 1 показан на рис.5.43. Разрезы сейсмофокальной зоны через Идзу-Бонинскую и Марианскую дуги (2a–2i) воспроизведены внизу. Двойная пунктирная линия в Филиппинском море – центр спрединга бассейна Бонин.

соответствуют зонам субдукции и образуют изолированные тела под Азией, Северной Америкой, Антарктидой, под северной частью Тихого океана. Такое же пятнистое (очаговое) распределение нагретых масс на рис. 4.2б свидетельствует о независимости этой структуры от томографической структуры промежуточного слоя и верхней мантии.

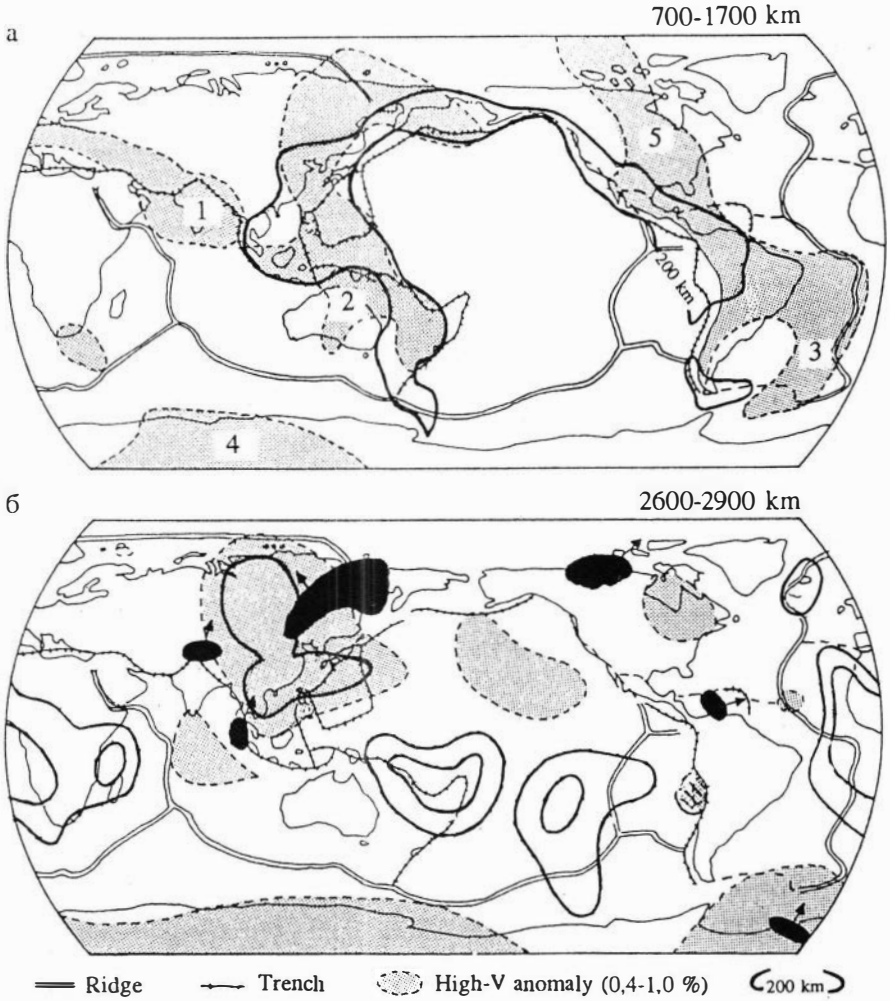


Рис. 4.2. Положительные аномалии *P* – волн (заштриховано) на глубине 700–1700 км (**а**) и 2600–2900 км (**б**).

Жирные изолинии показывают восходящие потоки: **а** – в верхней (на глубине 200 км) и **б** – в нижней мантии. Черное – участки длительной субдукции за 180 млн лет, максимальные по объему субдуктированного материала. Участки 3–5 далеки от современных зон субдукции [по данным Y. Fukao et al., 1994, с изменениями]. Остальные пояснения см. в тексте.

Таким образом, еще одна группа данных, широко используемых при обсуждении мантийной конвекции, – данные сейсмической томографии. В первых вариантах сейсмической томографии [Dziewonski, 1984; Dziewonski, Woodnouse, 1989; Giardini et al., 1987] сделан вывод о том, что погружающиеся плиты имеют асейсмическое продолжение ниже глубины 700 км, так что это может быть аргументом в пользу общемантийной конвекции. Но в пользу двухслойной конвекции говорят другие факты: падение скорости выделения сейсмической энергии на глубине 700 км; вышеупомянутый рельеф границы на глубине 660 км [Richter, McKenzie, 1981; Shearer, Masters, 1992; Shearer, 1991]; новые сейсмотомографические данные [Inoue et al., 1990; Fukao et al., 1994].

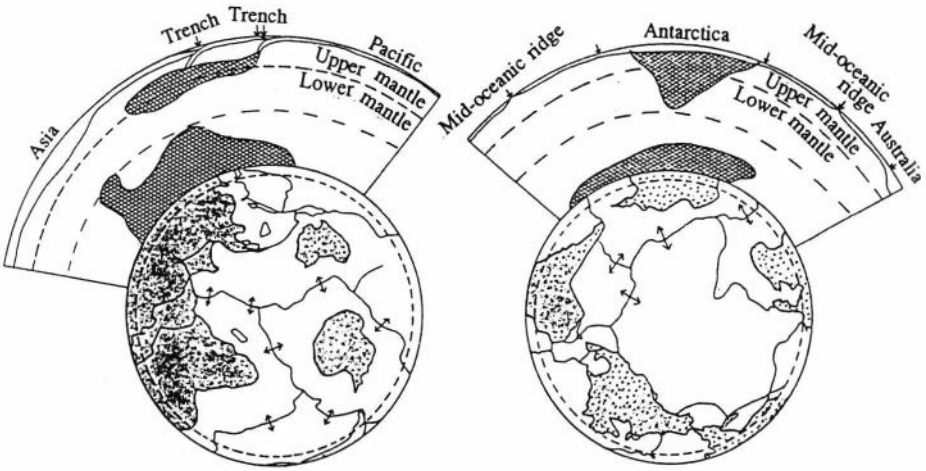


Рис. 4.3. Способы накопления тяжелого материала субдуктированных плит под Восточной Азией (слева) и Антарктидой (справа) [Fukao et al., 1994]. Усл. обозн. см. на рис.4.2.

Фактически распределение плотных ($+\Delta V$) и малоплотных ($-\Delta V$) масс на разных уровнях в мантии (см. рис.1.3, 4.2 и 4.3), свидетельствует о многослойном характере конвекции в мантии, если интерпретировать плотные массы как холодные – отражение нисходящих потоков, а малоплотные – как нагретые восходящие потоки. Такая многослойная и сложная картина конвекции показана на рис. 4.4, построенном по данным сейсмической томографии [Fukao et al., 1994; Maruyama, 1994]. Верхние конвективные ячейки разного размера добавлены нами, но они следуют из распределения масс и движений, показанных на рис. 4.4.

Множество геохимических данных и недавние изотопные исследования показывают, что верхняя и нижняя мантия – это два разных геохимических резервуара [Добрецов, 1980, 1981; Зоненшайн, Кузьмин, 1983, 1993а,б; Allegre, 1982; Allegre et al., 1986]. Есть и альтернативные объяснения, но в подавляющем большинстве

геохимические данные поддерживают двухслойную модель конвекции, тогда как многие геофизические данные свидетельствуют в пользу модели общемантийной конвекции. На Международном геологическом конгрессе в Вашингтоне в 1989 г. этот факт был отмечен как крупное противоречие между некоторыми геофизическими и геохимическими данными.

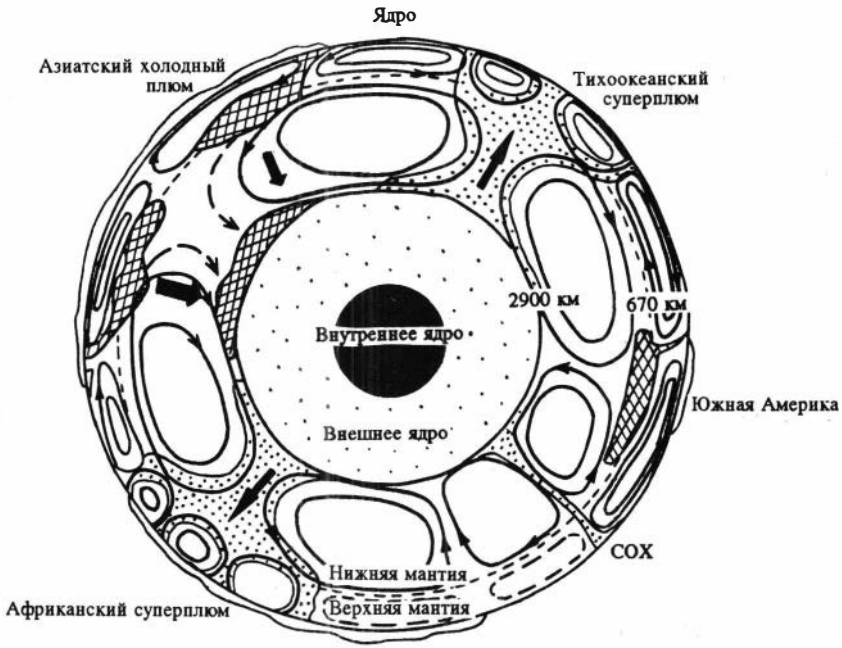


Рис. 4.4. Модель современной Земли и схема тепловых гравитационных течений в мантии [Maruyama, 1994].

Именно по геохимическим данным Л.П.Зоненшайном и М.И.Кузьминым [1983, 1993а,б] выведены горячие поля и показана их независимость от границ литосферных плит. Более того, горячие поля имеют тенденцию сохранять неизменной свою позицию на земной сфере за последние 120-150 млн лет, т.е. после раскола Пангеи и интенсивного движения континентов [Там же]. Именно эти соображения, а также сопоставления с геофизическими данными привели Л.П. Зоненшайна и М.И.Кузьмина к модели двухслойной конвекции и, соответственно, двухуровневой тектоники Земли (рис. 4.5). "Следует различать глубинные нижнемантийные процессы, или тектонику горячих полей, и процессы на верхнем уровне, или тектонику плит... Система конвективных течений в верхней мантии в соответствии с развиваемой концепцией должна отличаться от нижнемантийной конвекции" [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а, с.126].

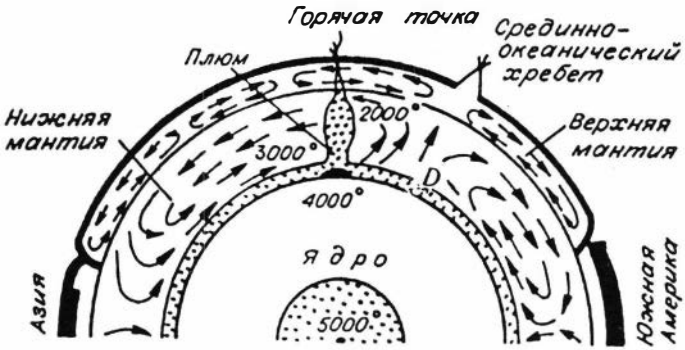


Рис. 4.5. Разрез земного шара по экватору через Тихий океан. Показан слой D и быстро поднимающийся от него плюм, который пересекает конвективные потоки мантии [Зоненшайн, Кузьмин, 1993б].

Альтернативные модели проявились и при развитии численного моделирования тепловой конвекции в мантии. Ф. Рихтер и Д. Маккензи [Richter, McKenzie, 1981], У. Кристенсен и Д. Йен [Christensen, Yuen, 1984] построили двухслойную модель мантийной конвекции в предположении, что граница раздела между слоями на глубине 650 км отделяет слои различного химического состава или сочетает в себе химическую и фазовую границы, причем вязкости слоев примерно равны. Эти модели показали доминирующую роль вязкостного взаимодействия у границы раздела и возникновение противоположных течений в слоях при одинаковых горизонтальных размерах ячеек.

Однако, если вязкости и глубины слоев меняются, то могут возникать различные типы взаимодействия на границе раздела и горизонтальные размеры ячеек могут быть различными в обоих слоях [Honda, 1982; Cserepes, Rabinowicz, 1985; Cserepes et al., 1988]. Численные эксперименты в двухмерном приближении [Cserepes, Rabinowicz, 1985] показывают, что структура двухслойной конвекции при $Ra = 3 \cdot 10^6 - 3{,}7 \cdot 10^7$ зависит главным образом от отношения l_1/l_2 и ν_1/ν_2, где l_1 и l_2 – толщина верхнего и нижнего слоев, ν_1 и ν_2 – кинематическая вязкость слоев (см. выше критерий Рэлея, зависящий: от β – коэффициента объемного теплового расширения, ΔT – разности температуры между границами слоев, a – коэффициента температуропроводности, l – толщины всего слоя). В численных экспериментах [Cserepes, Rabinowicz, 1985] число Рэлея определялось по ν_1 и $l = l_1 + l_2$. При $l_1/l_2 = 2$ или 4, $Ra = 3 \cdot 10^6$ и $\nu_1 = \nu_2$ ячейки в обоих слоях имеют одинаковые горизонтальные размеры и движения в верхнем и нижнем слоях в подъемных и опускных потоках разнонаправленные. Это говорит об одинаковом направлении движения у границы раздела, т.е. о вязком взаимодействии потока на границе раздела. При увеличении соотношения вязкостей $\gamma = \nu_2/\nu_1 > 1$ двум – трем ячейкам в верхнем слое соответствует одна большая в нижнем, но вязкое сцепление

сохраняется до $\gamma = 2{,}5$. При более высоких значениях $Ra = 3 \cdot 10^7$ верхняя и нижняя ячейки равны по горизонтальным размерам до $\gamma = 20–25$. Тепловая граница раздела, проявляющаяся в виде разнонаправленных потоков вдоль границы раздела, становится преобладающей при отношениях вязкостей, равных нескольким сотням. При $l_1/l_2 = 1/3$, $\gamma = 300$, $Ra = 3 \cdot 10^6$ верхняя и нижняя ячейки имеют одинаковые горизонтальные размеры, одинаковую направленность вращения ячеек в слоях, и на границе раздела потоки разнонаправленны (как в наших экспериментах [Кирдяшкин, Добрецов, 1991], см. ниже).

Исследования двухслойной конвекции на основе трехмерных уравнений тепловой гравитационной конвекции (при числах Прандтля $Pr = \nu/a \to \infty$) обнаруживают похожую картину [Cserepes et al., 1988]. При соотношениях вязкостей $\gamma = 1$ и 10 наблюдается вязкое взаимодействие и формируются квадратные ячейки в нижнем слое; в верхнем слое ячейки равны нижним, но вращения в них противоположны. Когда отношение γ велико (несколько сотен), наблюдается тепловая граница раздела; конвективная структура нижнего слоя в большей или меньшей степени дублируется в верхнем; вращение жидкости в ячейках одинакового направления; на границе раздела направления движения в верхнем и нижнем слоях противоположны. Это похоже на структуру течения, которая наблюдалась в наших экспериментах (см. ниже), но с другими соотношениями вязкости и значениями Ra. Когда величина γ невелика ($\gamma = 25$), направление течения в валиках тонкого верхнего слоя становится перпендикулярным к направлению в нижнем слое.

Исследования тепловой гравитационной конвекции в мантии с помощью численных экспериментов [Turcotte, Shubert, 1982; Honda, 1982; Cserepes, Rabinowicz, 1985; Cserepes et al., 1988; Bercovici et al., 1989] внесли большой вклад в оценку основных критериев при выборе альтернативных моделей. Но результаты этих численных экспериментов зависят от множества общих предположений и граничных условий. Поэтому необходимо физическое моделирование двухслойной конвекции, тем более, что экспериментальные исследования ранее были весьма отрывочны и недостаточно подробны для количественного анализа [Nataf et al., 1981].

Корреляция численных расчетов с нашими лабораторными исследованиями будет рассмотрена ниже.

4.2. Экспериментальные исследования двухслойной конвекции в мантии

Двухслойная система жидкостей в наших экспериментах [Кирдяшкин, Добрецов, 1991; Dobretsov, Kirdyashkin, 1993] создавалась следующим образом (рис. 4.6): в ванну, состоящую из теплообменника (1,2) и боковых прозрачных стенок (7), заливались вначале тяжелая жидкость – глицерин (8) до нужной высоты, а затем гексадекан (9); и верхний теплообменник (1) опускался на калиброванные пластины (6) и контактировал по всей поверхности с верхним слоем гексадекана.

Для визуализации и измерения скорости течения в жидкость помещались алюминиевые частицы размерами 5–15 мкм, которые находились в потоке во время всего эксперимента. Жидкости с внесенными в них частицами были прозрачными

по всему горизонтальному размеру. Фотосъемка и съемка телекамерой проводились через переднюю стенку при освещении световыми ножами толщиной 4 мм, расположенными в одной вертикальной плоскости сбоку (через стенку 7) и сверху (через теплообменник 1).

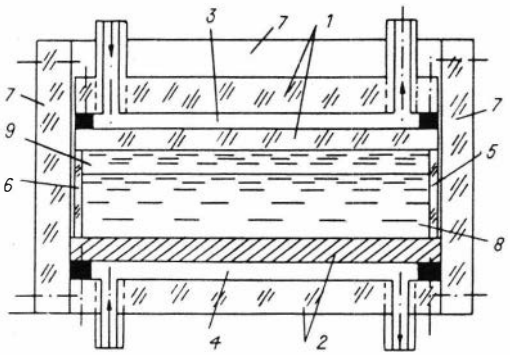


Рис. 4.6. Схема экспериментальной установки:
1,2 – теплообменники; термостатированная вода: 3 – охлаждающая, 4 – нагревающая; 5,6 – пластины, задающие высоту общего слоя жидкости; 7 – прозрачные стенки контейнера; 8 – глицерин; 9 – гексадекан.

Экспериментальные результаты получены для толщин слоев $l_1/l_2 << 1$ и отношения вязкостей $\nu_2/\nu_1 = 73{,}5$. В неустановившемся режиме в верхнем слое жидкости возникают ячеистые течения, горизонтальные размеры которых соизмеримы с толщиной верхнего тонкого слоя l_1. В нижнем вязком слое жидкости горизонтальные размеры неустановившихся ячеистых течений также соизмеримы с его толщиной l_2. В установившемся стационарном режиме тепловой гравитационной конвекции в нижнем слое более вязкой жидкости горизонтальные размеры ячеистых конвективных течений (L) соответствуют структуре ячеистых течений в отдельном горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу и охлаждаемом сверху, в котором горизонтальные размеры ячеек $L/l_2 < 1{,}8$. В верхнем тонком слое горизонтальные размеры конвективных ячеек соответствуют горизонтальному размеру ячеистых течений в нижнем слое, $L/l_1 >> 1{,}8$ и течение имеет плоскопараллельный характер.

Наблюдается строгое совпадение подъемных течений в верхнем и нижнем слоях, так же как и опускные потоки в нижнем слое расположены под опускными потоками в верхнем. При возрастании значения числа Ra за счет изменения l_2 или T_2 возникали трехмерные ячеистые течения в нижнем слое. В верхнем слое горизонтальные размеры ячеек, как и пространственное их расположение, всегда полностью соответствовали структуре ячеистого течения нижнего слоя.

Ячеистые валиковые течения могут быть ориентированы произвольно относительно боковой стенки, через которую проводилась съемка. Для создания двухмерных валиковых течений, оси которых ориентированы нормально к боковой поверхности, вблизи поверхности охлаждения помещались две параллельные тонкостенные медные трубки диаметром 5 мм. Эти трубки располагались перпендикулярно к боковой поверхности, и по ним прокачивалась охлажденная вода, температура которой равна температуре охлаждающей воды верхнего теплообмен-

ника (1). С помощью этих трубок охлаждения фиксировались зоны опускного течения в валиках и ориентировались оси валиков перпендикулярно плоскости боковой стенки, через которую проводились фото- и видеосъемка.

Следует отметить, что трубчатые охладители не определяли структуру течения в двухслойной системе. Корреляция между опускными течениями в верхнем и нижнем слоях, а также между подъемными потоками всегда имела место и в отсутствие трубчатых холодильников. Она является следствием самой природы свободно-конвективных течений в двухслойной системе, когда толщина верхнего слоя менее вязкой жидкости много меньше толщины нижнего, более вязкого слоя. Трубчатые охладители моделировали зоны субдукции в верхней мантии и использовались для быстрого перехода к стационарному состоянию и для пространственной ориентации валиковых течений. Это обстоятельство позволяет сделать вывод, что и зоны субдукции могут играть важную роль в мантийной конвекции и под ними организуются нисходящие потоки в нижней мантии. Изменением расстояния между охлаждающими трубками задавались расстояния между опускными потоками валиков и, следовательно, горизонтальные размеры валиков. Эксперименты показали, что при изменении размеров валиков они устойчивы при $L/l_2 < 1{,}75$. При $L/l_2 > 1{,}8$ поъемный поток становится неустойчивым и возможно "деление" валиков и возникновение полигональных ячеек.

Линии тока в двухслойной системе жидкостей, полученные из видеофильма, представлены на рис. 4.7. Используя видеофильм, в сечениях А – А и В – В найдены профили скорости течения (рис. 4.8) глицерина (l_2 = 19 мм) и гексадекана (l_1 = 7 мм). В слое гексадекана течение имеет плоскопараллельный характер, за исключением области опускного и подъемного потоков; в нижнем слое горизонтальные размеры ячеек соизмеримы с толщиной этого слоя и течения медленные. Течения выше и ниже границы раздела жидкостей противоположно направлены.

Экспериментально измеренные профили температуры в различных вертикальных сечениях, параллельных оси валиков, где за температуру отсчета принята температура верхнего теплообменника (T_1), представлены на рис. 4.9. За счет встречных потоков вблизи границы раздела возникает горизонтальный градиент температуры, из-за чего затруднено определение характерного перепада температуры для нижнего и верхнего слоев. Можно достоверно определить общий перепад температуры (ΔT) в двухслойной системе, который равен 12 °С (см. рис. 4.9). Разность температуры между опускными и подъемными потоками в сечении $y = l_2/2$ составляет около 4,3 °С, средняя температура поверхности раздела жидкостей – 3,5 °С. Поэтому ΔT_1 = 3,5 °С, ΔT_2 = 8,5 °С, $Ra_1 = \beta_1 g \cdot \Delta T_1 l_1^3 / a_1 \nu_1 = 1{,}5 \cdot 10^4$, $Ra_2 = \beta_2 g \cdot \Delta T_2 l_2^3 / a_2 \nu_2 = 1{,}04 \cdot 10^4$.

Рассмотрим течение в нижнем слое, структура которого схожа со структурой течения в отдельном слое жидкости, подогреваемом снизу и охлаждаемом сверху.

Для такого горизонтального слоя установлены следующие закономерности, справедливые для нижнего слоя двухслойной модели.

1. Экспериментально установлено [Leontiev, Kirdyashkin, 1968], что относительная разность между температурами подъемного T_a и опускного T_d потоков не зависит от числа Ra

$$(T_a - T_d)/\Delta T = 0{,}5, \qquad (4.1)$$

где ΔT – перепад температуры между нижней и верхней поверхностями тепло-обмена. Действительно, в нижнем слое $T_a - T_d$ = 4,3 °С, ΔT = 8,5 °С, их отношение 0,5.

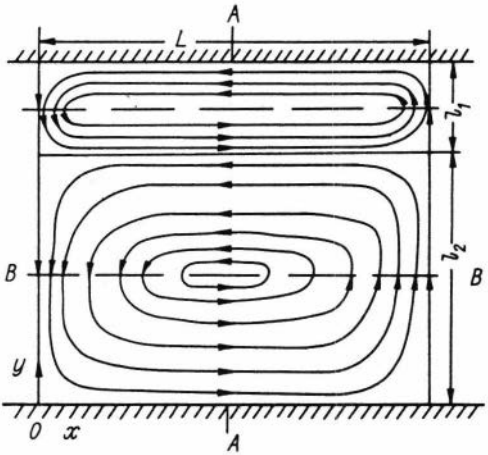


Рис. 4.7. Линии тока в двухслойной системе жидкостей гексадекан–глицерин, определенные из телефильма. В сечениях А – А и В – В определены профили скорости, представленные на рис.4.8.

2. Максимальная горизонтальная скорость свободной конвекции в ячейке определяется из соотношения

$$Pe_m = u_m l/a = 0{,}24\ (Ra - Ra_c)^{1/2}, \qquad (4.2)$$

где $Pe = Re \cdot Pr$ – критерий Пекле, $Re = u_m l/\nu$ – критерий Рейнольдса, $Pr = \nu/a$ – критерий Прандтля. Эта зависимость определена экспериментально [Кутателадзе и др., 1974; Бердников, Кирдяшкин, 1978; Кирдяшкин, 1983] в диапазоне чисел $Ra_c < Ra < 6 \cdot 10^4$, а также теоретически, методом конечных амплитуд для окрестности точки потери устойчивости $Ra > Ra_c$, где Ra_c – критическое значение для двух жестких поверхностей, равное 1700 [Chandrasekhar, 1961].

3. По многочисленным экспериментальным исследованиям найдены законы теплообмена:

$$Nu = 0{,}22Ra^{1/4} \quad \text{для} \quad 3 \cdot 10^3 < Ra < 5 \cdot 10^4, \qquad (4.3)$$

$$Nu = 0{,}1Ra^{1/3} \quad \text{для} \quad 5 \cdot 10^4 < Ra < 10^{10}, \qquad (4.4)$$

где $Nu = \alpha l/\lambda$ – критерий Нуссельта, $\alpha = q/\Delta T$ – коэффициент теплообмена, q – удельный тепловой поток, λ – коэффициент теплопроводности.

Вычисленные по соотношению (4.3) для нижнего слоя значения удельного теплового потока (280 Вт/м) соответствуют экспериментальному, равному 300 Вт/м, который был определен по среднему градиенту температуры у границы раздела как для верхнего, так и для нижнего слоев. Это также указывает на то, что теплообмен в нижней ячейке соответствует закономерностям теплопереноса для отдельного горизонтального слоя. Определим скорость u_m по соотношению (4.2), справедливому для отдельного горизонтального слоя, когда температуры вдоль поверхностей

теплообмена постоянны. В этом случае u_{m_1} = 0,46 мм/с и u_{m_2} = 0,11 мм/с. Как видно из рис. 4.8, экспериментальные значения u_{m_1} = 0,9 мм/с и u_{m_2} = 0,15 мм/с, т.е. вычисленные отличаются от экспериментальных для верхнего слоя вдвое, а для нижнего – на 30 %.

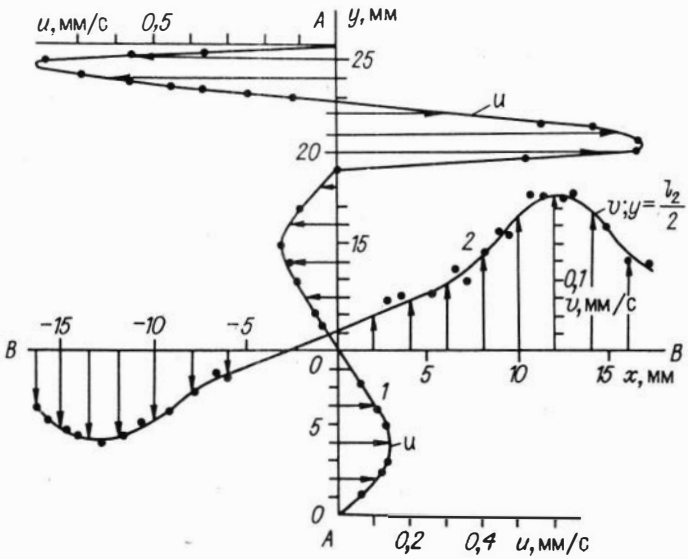


Рис. 4.8. Профили скорости в горизонтальной двухслойной системе жидкостей: глицерин (нижний слой) и гексадекан (верхний слой). Составляющие скорости: u – горизонтальная, v – вертикальная; оси x, y и положение сечений А – А и В – В показаны на рис.4.7.

Различия в значениях скорости для верхнего и нижнего слоев связаны с тем, что в двухслойной системе на границе раздела существует горизонтальный градиент температуры. Наличие локального стока тепла в виде трубчатого охладителя также влияет на увеличение горизонтального градиента температуры. Соотношение (4.2) справедливо для изотермических поверхностей теплообмена. Наложение горизонтального градиента температуры на поле температуры, характерное для отдельного слоя с изотермическими поверхностями теплообмена, приводит к увеличению скорости движения в двухслойной системе жидкости. Профили температуры в верхнем слое указывают на существование продольного градиента температуры $A = dT/dx$ по толщине слоя, за исключением пристенной области. Структура течения в верхнем слое соответствует структуре течения в плоском слое под действием горизонтального градиента температуры, которое не имеет порога устойчивости. В горизонтальном слое под действием горизонтального градиента температуры уста-

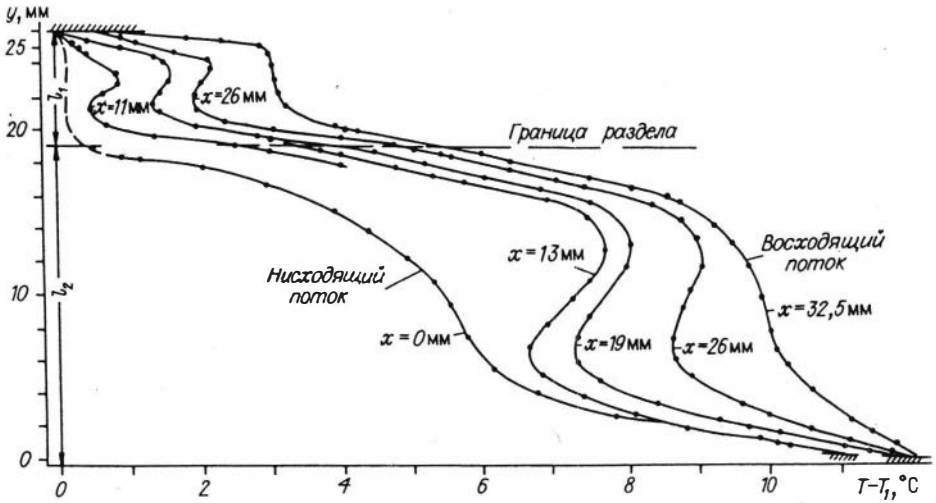


Рис. 4.9. Профили температуры в горизонтальном слое глицерин–гексадекан, определенные в различных вертикальных сечениях от нисходящего течения (x = 0) до восходящего (x = 32,5).

навливается течение, скорость которого зависит прямо пропорционально от величины градиента A.

При граничных условиях на горизонтальных стенках $y = \pm 1$, $u_{\pm 1} = 0$ мы имеем следующие выражения для скорости течения [Бирих, 1968; Кирдяшкин, 1983]:

$$u = (\beta g/6)\cdot l_o^3 A[(y/l_o)^3 - (y/l_o)], \qquad (4.5)$$

где $l_o = l_1/2$.

При граничных условиях для верхнего слоя $y = l$, $du/dy = 0$ (поверхность свободна или верхняя пластина перемещается со скоростью u); при $y = -l$, $u = 0$ (условие прилипания на нижней границе этого слоя) профиль скорости определяется из соотношения

$$u = (\beta g/24)\cdot l_o^3 A\cdot[4(y/l_o)^3 - (y/l_o)^2 - 6y/l_o + 1]. \qquad (4.6)$$

Для слоя гексадекана толщиной l_1 = 6 мм и протяженностью L = 27 мм (см. рис. 4.9) величину среднего продольного градиента температуры на границе раздела можно определить из соотношения $(dT/dx)_o = \Delta T_2/2L = 8{,}5/2\cdot 27 = 0{,}163$ °С/мм. Из соотношения (4.5) для параметров верхнего слоя u_{m_1} = 0,65 мм/с; вычисленное значение отличается от экспериментального на 28 %. Более высокое значение скорости течения, как и для нижнего слоя, может быть связано с локальным стоком тепла, обусловленным трубчатым охладителем, помещенным вблизи охлаждающей поверхности.

Определим условия, при которых восходящие и нисходящие течения в верхнем и нижнем слое соответственно скоррелированные, и горизонтальный размер конвективной ячейки в верхнем слое соизмерим с горизонтальным размером в нижнем слое. Противоположными этому условию являются такие условия на

границе раздела двух слоев, когда в верхнем слое существуют конвективные ячейки, горизонтальный размер которых соизмерим с толщиной верхнего слоя. Определим горизонтальные градиенты температуры в ячейках в верхнем и нижнем слое для последнего случая. Рассмотрим течение в нижнем слое, когда оно носит неустойчивый характер и поэтому закон теплообмена имеет вид (4.4). В этом случае перепад температуры в нижнем слое при известном тепловом потоке q находится из соотношения:

$$\Delta T_2 = (10q/\lambda_2)^{3/4}\cdot(a_2\nu_2)/(\beta g)^{1/4}.$$

Разность температуры между восходящим и нисходящим потоками, как это было показано в разделе 3.4, равна: $T_{x=1} - T_{x=0} = 0{,}5\Delta T$.

Средний горизонтальный градиент температуры в нижнем слое на границе с верхним слоем, считая, что горизонтальный размер ячейки равен толщине слоя, будет

$$(\partial T/\partial x)_2 = 0{,}5\Delta T_2/l_2 = l_2^{-1}(10q/\lambda_2)^{3/4}\cdot[(a_2\nu_2)/(\beta_2 g)]^{1/4}, \qquad (4.7)$$

а для верхнего слоя:

$$(\partial T/\partial x)_1 = 0{,}5\Delta T_1/l_1 = l_1^{-1}(10q/\lambda_1)^{3/4}\cdot[(a_1\nu_1)/(\beta_1 g)]^{1/4}. \qquad (4.8)$$

Течения в верхнем и нижнем слое скоррелированные, когда восходящий поток в верхнем слое расположен над восходящим потоком в нижнем, могут существовать при условии $(\partial T/\partial x)_1 < (\partial T/\partial x)_2$, и из соотношений (4.7) и (4.8) следует

$$l_2/l_1\cdot[(\lambda_2{}^3 a_1\nu_1\beta_2)/(\lambda_1{}^3 a_2\nu_2\beta_1)]^{1/4} < 1. \qquad (4.9)$$

При имеющихся в настоящее время знаниях о физических параметрах течения в верхней и нижней мантии, согласно полученному соотношению, они должны быть скоррелированы между собой.

Для верхней теплоизолированной поверхности $dT/dy = 0$ и при локальном отводе тепла в верхнем слое условие (4.9) всегда выполняется, так как в этом случае $(\partial T/\partial x)_1 = 0$. Это означает, что при свободной теплоизолированной верхней границе горизонтальные размеры ячеистых течений в верхнем и нижнем слоях всегда будут одинаковы, каким бы тонким ни был верхний слой.

Экспериментальные исследования показали, что при больших различиях в вязкости между нижним и верхнем слоями может выполняться условие (4.9). В этом случае возникают течения в верхнем слое, горизонтальный размер которого много больше его толщины. Подобная ситуация возможна и в мантии, когда тонкая верхняя мантия имеет конвективные течения, горизонтальные размеры которых соизмеримы с размерами нижнемантийных течений, т.е. соизмеримы с толщиной мантии. Поэтому наличие крупномасштабных горизонтальных движений на поверхности верхней мантии не означает, что существуют общемантийные движения. Согласно геофизическим представлениям, в мантии Земли на глубинах 400 и 670 км наблюдается относительно резкое увеличение плотности с глубиной, и на границах изменения плотности возможно расслоение конвективных течений. Существование многослойной конвекции в мантии зависит от природы этих скачков плотности.

Сопоставление вышеприведенных экспериментов с численным моделированием и природными данными обсуждается ниже.

4.3. Природа переходного слоя *C* в верхней мантии

Степень соответствия нижне- и верхнемантийных конвективных ячеек контролируется природой переходного слоя *C* и возможностью существования в нем самостоятельных конвективных течений. В наших [Кирдяшкин, Добрецов, 1991; Dobretsov, Kirdyashkin, 1993] и численных экспериментах [Cserepes, Rabinowicz, 1985; Cserepes et al., 1988] осуществлен крайний случай, когда граница между конвектирующими слоями была резкой и переходный слой отсутствовал. В модели Ирвайна [Irvine, 1988, 1991] рассмотрен другой крайний случай, когда во всем переходном слое постоянной мощности (400-670 км) существует самостоятельная конвекция, причем граница между переходным слоем и астеносферными ячейками во всех случаях "механически сцеплена" (т.е. направления течения совпадают, но слои различаются по плотности и вязкости), а граница между переходным слоем и нижней мантией меняется в зависимости от тектонической позиции: примерно половина площади границы также "механически сцеплена", а половина – границы сцеплены лишь "термально" (т.е. направления течений вдоль границы противоположны, что обеспечивает не только механический, но и температурный градиент вдоль границы (см. ниже рис. 4.15 и 4.16)). Собственно, эта трехслойная стратифицированная конвекция в мантии и есть главное предположение Т. Ирвайна, сформулированное как "bilateral convergence model".

Чтобы разобраться в обоснованности этих предположений, рассмотрим фазовые переходы на границе около 400 и 670 км.

Экспериментальная фазовая диаграмма мантийного перидотита (рис 4.10) служит ограничением как возможного распределения температур в восходящих и нисходящих потоках в переходном слое и нижней мантии, так и *P-T*–условий перехода на границе около 400 и 670 км [Irvine, 1991; Takanashi, 1986].

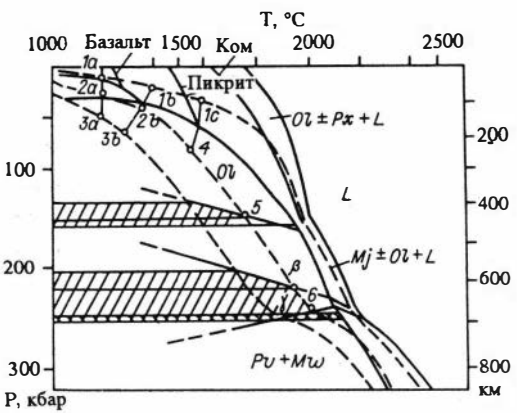


Рис. 4.10. Экспериментальная фазовая диаграмма мантийных перидотитов [Takanashi, 1986] и критические точки (*P*, *T*) в верхней мантии [Добрецов, 1981; Добрецов, Ащепков, 1991; Соболев, 1974].
Точки: 1a–c; 2a,b; 3a,b; 4 – оценки *P-T*–условий для мантийных ксенолитов; 5 - положение "сухого" солидуса на границе с нижней мантией. Заштрихованы интервалы переходов *Ol*↔β–фаза, β↔γ–фаза и γ–фаза ↔*Pv*+ *Mw* (перовскит + магнезиовюстит) для разных геотерм. Штриховые линии – минимальные, средние, максимальные температуры в мантии.

Граница около 400 км имеет скачок плотности $\Delta\rho$ = 0,20 г/см^3, положительный наклон $dP/dT > 0$ и потому проницаема для конвективных течений и "размазана" по глубине (различается по глубине в зоне восходящих и нисходящих потоков на глубину около 60 км, кроме того, смещается в зависимости от железистости оливина и окислительно-восстановительных условий). Аналогичен и еще более изменчив по глубине – фазовый переход β- $\leftrightarrow$ γ-фаза на глубине от 500 до 650 км (см. рис.4.10). Граница на глубине 670 км соответствует фазовому переходу с $\Delta\rho$ = 0,4 г/см^3, имеет отрицательный наклон $dP/dT < 0$, потому она резкая, мало меняется по глубине (менее 30 км), непроницаемая для нисходящих потоков и проницаемая лишь для самых интенсивных восходящих потоков [Ringwood et al., 1992].

Эти особенности усиливаются также тем, что граница на глубине 670 км является не только фазовой, но и химической. Это подтверждается расчетами плотности, которая только на 30 % обеспечивается фазовым переходом [Кусков, Парфенов, 1992]. Возможные объяснения заключаются в том, что на дне переходного слоя накапливаются реститы после переплавления субдуцируемой литосферной плиты. Поэтому в зонах нисходящих движений $\Delta\rho \geq 0{,}4$ г/см^3 граница еще более резкая, опускающаяся плита не может проникнуть в нижнюю мантию (см. рис. 4.3), и здесь возникает закономерный прогиб границы верхней и нижней мантии. Эта картина подтверждается последними сейсмическими данными [Shearer, Masters, 1992], показанными на рис. 4.11.

Понижение этой границы для Курило-Камчатского региона составляет 40 км с повышением прилегающей части границы на 10-15 км (см. рис. 4.11), но это повышение наиболее отчетливо при корреляции глубины с поправкой скорости на изменение температуры и требует дополнительной проверки. Ширина депрессии в наиболее прогнутой части около 15° или 1700 км, края депрессии достигают вдвое большей ширины (30° или 3300 км), а длина более 5000 км – от Чукотки до южного окончания Марианской дуги. Ось депрессии смещена к западу и северо-западу относительно желобов в соответствии с падением зоны субдукции. Последняя, фиксируемая по глубокофокусным землетрясениям, точно проецируется на эту депрессию 660-километровой границы. Этот результат совпадает с моделью, по которой субдуцируемые плиты растекаются горизонтально на глубине около 660 км (см. рис.4.3), и не подтверждает проникновение субдуцируемых плит в нижнюю мантию до глубин 900 км, ранее предполагавшееся некоторыми геофизиками по результатам сейсмической томографии. Аналогичные аномальные углубления на 660 км поверхности установлены к западу от моря Тонга, в Южной Америке (смещенные к западу под Восточную Атлантику в соответствии с пологим падением Перу-Чилийской зоны субдукции) и в центральной части Альпийско-Гималайского пояса (см. рис.4.2 и 4.12), т.е. совпадают с наиболее активными зонами субдукции, действовавшими в настоящее время или в недавнем прошлом. Но есть и исключения. Более слабые углубления на этой поверхности обнаружены в экваториальной части Тихого океана (северная часть Тихого океана, см. рис.4.12) и в экваториальной Атлантике от Южной Америки до Центральной Африки. Они вместе с Альпийско-Гималайской аномалией образуют прерывистый

экваториальный пояс, лишь частично совпадающий с мезозойскими зонами субдукции. Можно предположить, что здесь фиксируются нисходящие потоки в нижней мантии, не совпадающие с движениями литосферных плит, как уже упоминалось выше.

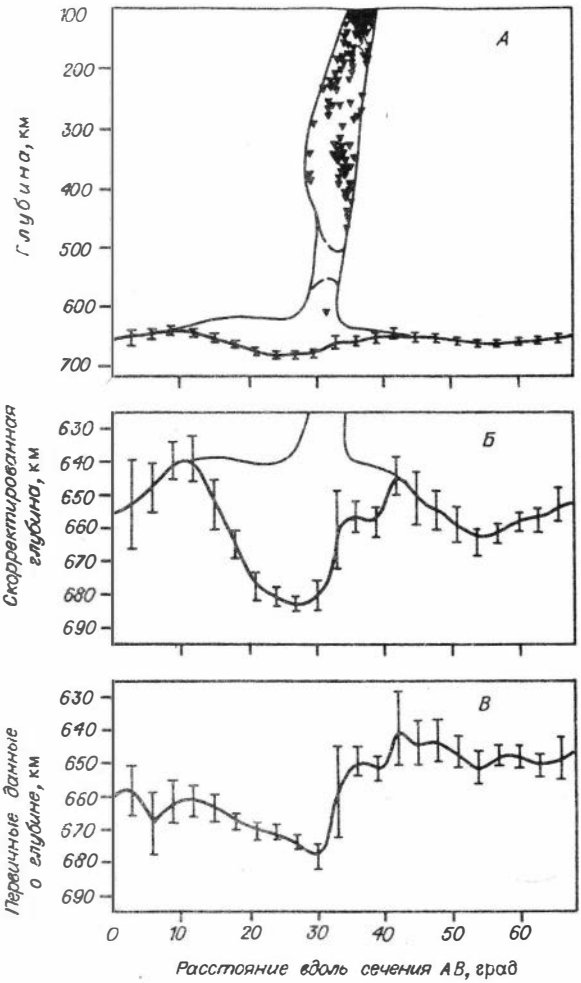


Рис. 4.11. Рельеф сейсмической границы верхней и нижней мантии в сечении через Курило-Камчатский желоб.
Положение линии АВ (см. ниже рис. 4.12): А – положение зоны субдукции, фиксируемое по эпицентрам землетрясений (треугольники), линии рельефа границы верхней и нижней мантии (нижняя линия с отрезками, показывающими пределы экспериментальной ошибки) и предполагаемые линии, ограничивающие накопленные ресТиты от переплавленной субдуцируемой плиты (верхние тонкие и пунктирные линии). Детализация линзы накопленных ресТитов и углубление поверхности нижней мантии скорректированных (Б) и нескорректированных (В) глубин (по данным P. Shearer, Y. Masters [1992], с дополнениями).

Выступы 660-километровой границы (см. рис.4.12) могут свидетельствовать о восходящих движениях и наиболее ярко проявлены под северо-западной частью Тихого океана (со "слабым" продолжением до Гавайского центра); Северо-Западной Атлантикой и прилегающей частью Северной Америки, Антарктидой, также проявлены две крупные аномалии под северной и южной частями Индийского океана (южная протягивается через Южную Африку до Атлантики). Локализация

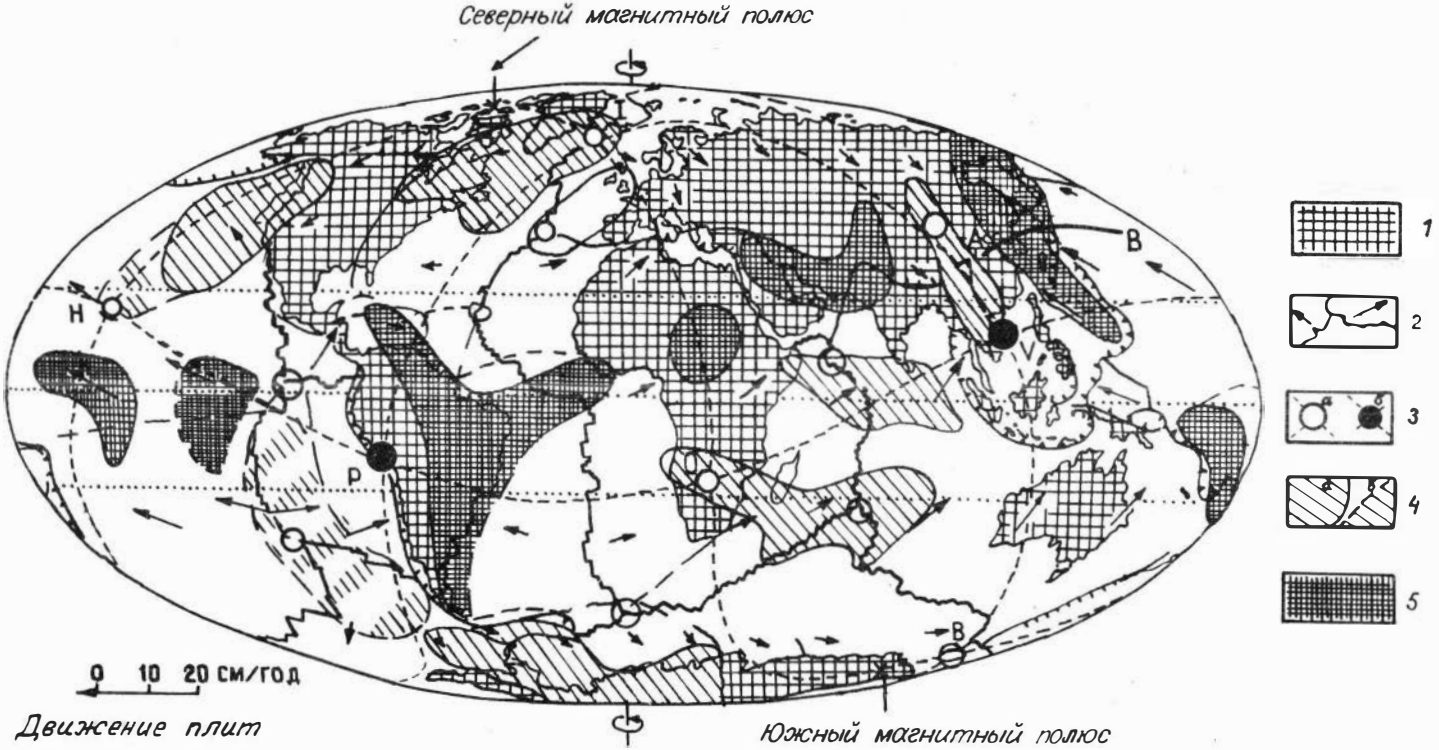


Рис.4.12. Тектоника плит и структура течения в мантии, определяемая важнейшими центрами восходящих движений (Гавайи (Н), Исландия (I), Окаванго (О), Баллени (В) и двумя центрами нисходящих движений (Перу (Р), Вьетнам (V)) [Inoue et al., 1990; Shearer, Masters, 1992]: 1 – континенты; 2 – океаны и скорости движения плит; 3 – центры восходящих (а) и нисходящих (б) течений; 4 – выступы рельефа нижней мантии: а – отчетливые, б – слабовыраженные; 5 – углубления границы нижней мантии. Остальные пояснения см. в тексте.

восходящих движений подтверждается и тем, что здесь или рядом располагаются все крупнейшие мантийные струи (см. рис. 4.2 и 4.12), и тем, что близко к этим аномалиям располагаются выступы границы ядро–мантия [Hager, 1984; Hager et al., 1985) и разуплотнения в нижней мантии [Inoue et al., 1990], использованные в модели Ирвайна [Irvine, 1988]. Некоторые смещения центров в Гавайях и Баллени (Антарктика) можно объяснить смещением мантийных струй из-за конвекции в верхней мантии либо ошибками метода.

Приведенный анализ природы скачков плотности на глубинах 400 и 670 км указывает на существование расслоения в крупномасштабных конвективных течениях на глубине 670 км и, менее вероятно, на глубине 400 км и, следовательно, на правомерность многослойной (двухслойной) модели конвективных течений в мантии Земли.

4.4. Значение зон субдукции

В нашей модели [Кирдяшкин, Добрецов, 1991; Добрецов, Кирдяшкин, 1993] зоны субдукции играют ведущую роль, поскольку стабилизируют конвекцию в верхней мантии и обусловливают главные нисходящие движения в нижней. Совпадение нисходящих движений в верхней и нижней мантии в таких зонах может интерпретироваться в сейсмической томографии как проникновение субдуктирующих плит в нижнюю мантию. Но в действительности, как было показано выше, такое доказательство общемантийной конвекции оказывается только кажущимся и не подтверждается детальной сейсмической томографией 660-километровой поверхности [Shearer, Masters, 1992].

Более того, силы, действующие в зоне субдукции (вес холодной плиты и ее "утяжеление" вследствие эклогитизации), являются ведущими в возникновении системы конвективных движений в верхней мантии, поэтому, по нашему мнению, зоны спрединга в первом приближении можно считать пассивной реакцией на возникшую систему движений в верхней мантии. Действительно, наши эксперименты показали, что расположение континентов тоже оказывает влияние на конвекцию в верхней мантии, поскольку они являются теплоизоляторами из-за мощной холодной литосферы и высокой теплогенерации в верхней части коры ("гранитно-метаморфическом слое"). Однако самораздвижение континентов, смоделированное без зон субдукции, не привело к локализации подъемных течений в верхней мантии. В природе такая ситуация может привести к локальному подъему мантийных диапиров или "валов" типа наблюдаемых в Байкальской рифтовой зоне [Крылов, 1984; Ащепков, 1991; Добрецов, Ащепков, 1991]. И только раздвиг континента в паре с зоной охлаждения (зоной субдукции) на его краю привел к локализации опускного течения в зоне охлаждения и подъемного – в зоне раздвига.

Наконец, важнейшим условием, регулирующим процесс субдукции, является наличие вязкого субдукционного клина и внутреннее давление, возникающее в нем. Подробнее процесс субдукции и роль аккреционного клина будет описан в гл. 5. Здесь важно отметить, что плавление субдуктируемой плиты создает дополнительные локальные конвективные ячейки и(или) плюмы, проектирующиеся на остров-

ную дугу и задуговую область. С ними связаны важнейшие проявления магматизма, в частности, "огненное кольцо" андезитовых вулканов вокруг Тихого океана.

Однако остаются две ключевые проблемы, недостаточно понятные и требующие дальнейшего исследования: 1) как зарождаются зоны субдукции; 2) каковы причины или механизмы перестройки астеносферных течений, приводящие к периодическому (через 400-450 млн лет) сгруживанию континентов в суперконтинент Пангею и затем вновь к расколу его и раздвиганию континентов, т.е. причины суперцикла "от Пангеи до Пангеи". Кроме совпадения с периодом обращения конвективных ячеек в нижней мантии около 400 млн лет, что показано ниже, требуется найти факты, объясняющие закономерные изменения расположения зон субдукции и возникновения сильных растягивающих усилий под суперконтинентом. Эти вопросы подробнее будут обсуждены в гл. 5.

4.5. Общая структура конвекции в мантии Земли

Как указывалось ранее, конвективные течения в нижнем слое мантии по структуре соответствуют конвекции в отдельном слое, подогреваемом снизу. Однако из-за внутренних источников тепла в реальных условиях мантии ситуация значительно сложнее. В первом приближении мы можем все-таки предположить, что средний тепловой поток через нижнюю мантию равен таковому на поверхности дна океана: q = 0,059 Вт/м^2. В этом случае можно определить перепад температуры и скорость конвективных течений в нижней мантии, используя результаты наших экспериментов и известные соотношения (4.4) и (4.7) по теплообмену и изменению скорости течения от параметров слоя по соотношениям (4.2), (4.6).

Для нижней мантии $Ra > 5\cdot10^4$ и поэтому перепад температуры определяем из соотношения (4.4)

$$\Delta T_2 = (10q/\lambda_2)^{3/4}\cdot(\alpha_2\nu_2/\beta_2 g_o)^{1/4}. \qquad (4.10)$$

Из (4.10) следует, что перепад температуры не зависит от толщины конвектирующего слоя. Величина критерия Ra_2, учитывая (4.10), будет определяться из соотношения

$$Ra_2 = \beta_2 g_o \Delta T_2 l_2^3/a_2\nu_2 = l_2^3(10q\beta_2 g_o/\lambda_2 a_2\nu_2)^{3/4}. \qquad (4.11)$$

Из приведенного выше анализа экспериментальных данных следует, что скорость в нижней ячейке на 30 % больше, чем вычисленное из (4.2) значение.

Поэтому принимаем для нашего случая, когда Ra >> $Ra_{кр}$:

$$Pe_m = 1{,}3\cdot0{,}24Ra_2^{1/2} = 0{,}312\cdot Ra_2^{1/2}. \qquad (4.12)$$

По оценкам В.Н. Жаркова [1983] физические свойства для нижней мантии толщиной $l_2 = 2{,}2\cdot10^6$ м следующие:

g_o = 10 м/с^2; $\beta_2 = 1{,}5\cdot10^{-5}$ °C^{-1};

ρ_2 = 5000 кг/м^3; $a_2 = 2\cdot10^{-6}$ м^2/с; λ_2 = 12 Вт/м·°C.

Средний тепловой поток, как мы приняли, q = 0,059 Вт/м^2. Результаты вычислений ΔT_2; u_m, Ra_2 по (4.10)–(4.12) для различных значений ν представлены на рис.4.13. В работе В.Н. Жаркова [1983] коэффициент кинематической вязкости в нижней мантии оценивается величиной $\nu_2 = 10^{18} \div 10^{19}$ м^2/с. При этих значениях ν_2 величина скорости, согласно рис. 4.13, u_{m_2} = 0,4 ÷ 0,8 см/год и перепад

температуры ΔT = 1150 ÷ 2000 °C. Если же предположить, что глобальные перемещения континентов и плит все же зависят от скорости движения в нижней мантии, то более вероятны величины u_{m_2} = 0,8–2 см/год.

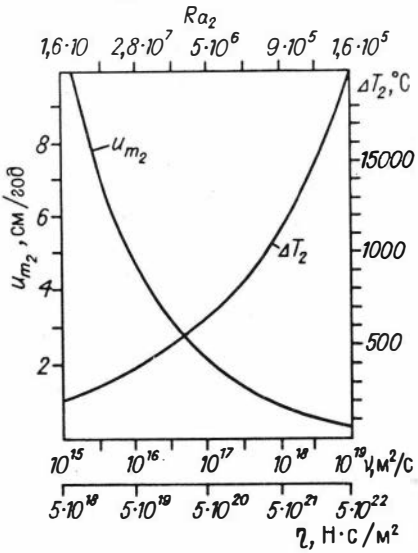


Рис. 4.13. Перепад температуры ΔT_2 и максимальное значение горизонтальной скорости u_{m_2} в нижней мантии, вычисленные по зависимости (4.10) – (4.12) для различных вязкостей (ν и η) и чисел Рэлея (Ra_2)

В этом случае, как следует из рис.4.13, наиболее вероятны параметры ν_2 = = $10^{17} \div 10^{18}$ м^2/с (что соответствует вышеприведенной оценке $\eta = 10^{20}$–10^{21} пуаз), ΔT_2 = 620 ÷ 1150 °C и $Ra = 9 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^6$. На этом основании мы можем оценить средние температуры и распределение температуры в опускном и подъемных потоках в нижней части мантии, показанные на рис.4.14, используя расположение ранее установленных (см. рис. 4.10) критических температурных точек для мантии [Добрецов, 1981; Добрецов, Ащепков, 1991; Жарков, 1983; Сорохтин, Ущаков, 1991; Соболев, 1974] и экспериментальные данные по фазовым переходам на границах 400-650 км. Найденные значения T и P для верхней мантии (см. рис.4.14, точки 1–5) основаны на устойчивости мантийных ксенолитов (см. рис.4.10, точки 1a, 1b, 1c, 2a, 2b, 3a, 3b, 4) и на фазовых границах, включая линии плавления и затвердевания, флюидизации перидотитов в мантии (см. рис.4.10). Расположение точек 6 и 7 на рис.4.14 связано с оценкой возможных условий плавления в нижней мантии и в ядре и перепадом температур на границе ядро–мантия [Добрецов, 1980; Bochler, 1992]. Профили температуры для подъемного и опускного потоков рассчитаны согласно соотношениям (4.1), (4.4), (4.10) и экспериментальным данным (см. рис.4.10), в то время как оценка скорости в нижней мантии основана на рис.4.8 и 4.13 и соотношениях (4.12), (4.6) при $\nu = 2 \cdot 10^{17}$ м^2/с. В нижней мантии ΔT_2 = 1350 °C, но если исключить адиабатический разогрев 2150 км·0,3 °C/км = = 645 °C, то ΔT_2 = 700 °C. Наибольшая разность температур между восходящими и

нисходящими потоками составляет 350 °С. Для верхней мантии (B + C) (см. рис.4.14) ΔT_1 = 1000–1400 °С и в астеносфере ΔT = 400–500 °С. Без адиабатического изменения температуры это будет соответствовать 700–1000 и 300–350 °С.

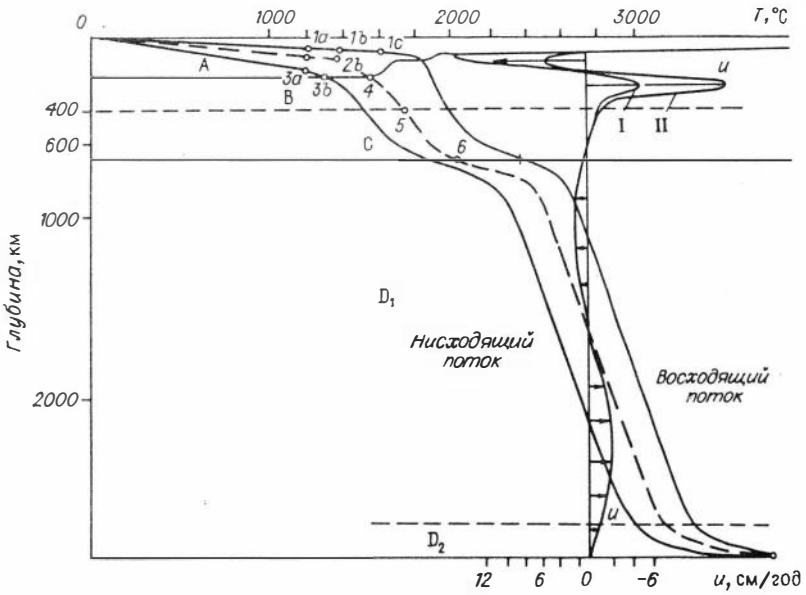


Рис.4.14. Распределение температуры в мантии Земли в соответствии с критическими точками 1-7 и экспериментальной моделью (см. рис. 4.9, 4.11): A – литосфера; B – астеносфера; C – переходный слой верхней мантии; D_1 – нижняя мантия; D_2 – переходный слой от ядра к нижней мантии.
Точки 1-6 даны, согласно рис. 4.10. Профили скорости в нижней и верхней мантии для: I – верхней неподвижной поверхности, по формуле (4.5), и II – свободной верхней поверхности, по формуле (4.6).

На рис.4.14 и 4.15 представлена структура мантийных движений. Граница на глубине 670 км, соответствующая границе химического и фазового переходов, разделяет нижне- и верхнемантийное конвективные течения. В верхней мантии горизонтальные ячейки соответствуют, как правило, большим конвективным ячейкам нижней мантии (и размерам больших литосферных плит). Как отмечалось, основные зоны субдукции соответствуют опускным потокам в нижней мантии. Граница фазового перехода на глубине 400 км может быть проницаема для свободно-конвективных потоков. Если предположить различие вязкости выше и ниже границы 400 км, то медленные конвективные течения возможны и между 400 и 670 км, но они могут исчезать в течение тектонической истории.

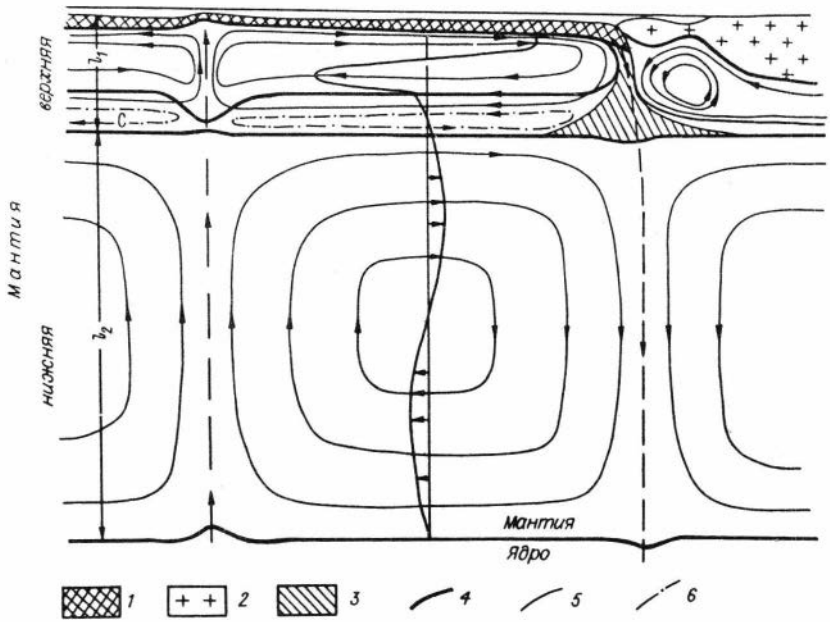


Рис.4.15. Схема мантийных течений [Добрецов, Кирдяшкин, 1993]: 1 – океаническая и 2 – континентальная литосфера; 3 – субдуцированная плита и возможные реститы; 4 – границы между слоями; 5 – течения в астеносфере и нижней мантии; 6 – возможные течения в переходной зоне *C*.

В частности, независимая структура слоя 400-700 км устанавливается по данным сейсмической томографии [Spakman, 1990; Spakman et al., 1993; Fukao et al., 1994]. Эти аномалии плотности в переходном слое обусловливают также основные аномалии геоида [Cazenave et al., 1988; Casenave, Thoraval, 1994]. С петрологической точки зрения молодая океаническая кора и океанический тип офиолитовых формаций создаются в срединно-океанических хребтах над подъемными потоками верхней мантии (см. рис.4.12 и 4.15). Возле нисходящих потоков в структурах островных дуг и окраинных морей образуется особый тип офиолитов, включающий бонинитовую серию [Добрецов, 1981]. Возможно, что, островная дуга образовалась там, где субдуцировалась более древняя и холодная океаническая литосфера, а окраины андийского типа и ассоциирующие впадины – там, где субдуцировались более молодые плиты [Wilson, 1990]. На рис.4.15 изображена дополнительная конвективная ячейка под континентальным краем, которая приводит к образованию островной дуги и окраинного моря или вулканической Кордильеры и тылового рифта.

Однако разрезы, приведенные на рис.4.14 и 4.15, не дают представления о пространственном распределении конвективных ячеек в мантии. Для этого нужны дополнительные данные. В частности, мы можем воспользоваться сейсмографической картиной нижней мантии.

4.6. Структура конвекции в нижней мантии

Одну из первых попыток оценки реальной структуры конвекции в нижней мантии предпринял Т.Ирвайн [Irvine, 1988, 1991], используя предположения о шести глобальных центрах и так называемую "bilateral convergence model" (см. рис.4.12). В качестве центров восходящих потоков в нижней мантии им предложены Гавайский и Исландский, трактуемые давно как крупнейшие нижнемантийные плюмы, а также два дополнительных центра – Окаванго в Южной Африке и около о-ва Баллени между Антарктидой и Тихоокеанско-Атлантическим хребтом. Обстановка около Баллени сходна с Исландским центром, включая мощные вулканические центры о-ва Баллени и Эребус в Антарктике [Waissel et al., 1977]. Окаванго является сейсмически активным окончанием Восточно-Африканской рифтовой системы [Fairheed, Henderson, 1977] и в юре и мелу был центром мощных излияний траппов (Карру и Парана), после которых в позднем мелу началось отделение Южной Америки от Африки [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]. Окаванго совпадает также с юго-восточным окончанием крупнейшего Африканского нижнемантийного плюма (см. рис.4.2). Аналогично Исландский центр по палинспастическим реконструкциям в пермское время совпадал с центром мощных базальтовых излияний в Тунгусской синеклизе [Morel et al., 1981; Зоненшайн и др., 1990], сопровождающихся по периферии кимберлитовым и щелочно-ультраосновным магматизмом.

Нисходящие потоки концентрируются на территории Перу и Вьетнама, где наблюдаются наиболее быстрые встречные движения плиты Наска и Южно-Американской (центр в Перу) и Индийской, Китайской (часть Евразиатской), Филиппинской (часть Тихоокеанской) плит (центр во Вьетнаме, см. рис.1.3 и 4.12). Предполагается далее, что движения вокруг этих центров в нижней мантии симметричные, это доказывается совпадением времени раскола около 54-56 млн лет вокруг Исландского центра (раздвиг Северной Америки, Гренландии и Европы), и вокруг центра в Баллени (раскол Антарктики и Австралии) [Sclater et al., 1977; Waissel et al., 1977]. Чуть позже, около 42-45 млн лет начались интенсивные извержения в Восточно-Африканской рифтовой системе (в тот момент над центром Окаванго) и в Гавайской цепи подводных гор, которые протрассировали след движения Тихоокеанской плиты над Гавайским плюмом от 43 млн лет до настоящей позиции [Irvine, 1988; Sclater et al., 1977] (см. ниже рис.4.18).

Значение этих центров подчеркивается тем обстоятельством, что на геодинамической схеме границы ядро–мантия, построенной по сейсмическим данным [Hager, 1984; Hager et al., 1985], центры Исландия и Окаванго проектируются на один из двух больших выступов рельефа ядро–мантия, а центры Гавайский и Баллени – на другой. Аналогична корреляция с выступами 670-километровой границы (см. рис. 4.12) и зонами разуплотнения в нижней мантии (см. рис.4.2). Кроме того, центр Баллени практически совпадает с геомагнитным полюсом, другой полюс лежит на дуге большого круга, соединяющей Гавайский и Исландский центры; наконец, нисходящие центры Перу и Вьетнам лежат на геомагнитном экваторе (см. рис.4.12). Поскольку геомагнитное поле Земли, по

модели "магнитного динамо", объясняется неоднородностями конвекции в жидком внешнем ядре (см. ниже), то весьма вероятно, что обе отмеченные закономерности свидетельствуют о связи названных центров с крупнейшими мантийными плюмами, поднимающимися от границ ядро–мантия, точнее из пограничного слоя D_2.

Однако этих центров недостаточно, чтобы реализовать крупномасштабную конвекцию в нижней мантии. Хотя первые томографические карты, отражающие плотностные и тепловые неоднородности в нижней мантии [Dziewonski, Woodhouse, 1989; Inoue et al., 1990], не противоречат расположению восходящих центров (Гавайи, Окаванго, Исландия, Баллени) в горячей мантии, а нисходящих центров (Перу и Вьетнам) – в холодной, более детальная томография нижней мантии [Fukao et al., 1994] (см. рис.4.2) и особенно карта неоднородностей на 670-километровой границе (см. рис. 4.12) показывают более сложную картину и тесную корреляцию зон субдукции и нисходящих течений в нижней мантии, что следует из нашей модели и не соответствует модели Ирвайна.

Размеры конвективных ячеек в модели Ирвайна оказываются слишком большими, что противоречит экспериментальным и расчетным данным [Dobretsov, Kirdyashkin, 1993; Cserepes, Rabinowicz, 1985; Cserepes et al., 1988]. Как видно на субэкваториальном разрезе (рис. 4.16,А), построенном Т. Ирвайном [Irvine, 1988] через центры Гавайи–Перу–Окаванго, в нижней мантии выделены всего четыре конвективные ячейки. В меридиональных разрезах, судя по схеме конвективных течений верхнего слоя нижней мантии [Irvine, 1988], тоже можно выделить четыре ячейки. Таким образом, минимальный размер ячеек по горизонтали в нижней мантии оказывается в его модели около 9000 км, что в 4 раза превышает толщину нижней мантии (2200 км). Как следует из экспериментов и классических законов конвекции, стабильными могут быть ячейки, поперечный размер которых лишь в 1,8 (или менее) раза превосходит их толщину. Правда, на последней томографической схеме [Fukao et al., 1994] реконструируется тоже около 6 ячеек в нижней части нижней мантии (см. рис.1.3) и лишь в верхней части нижней мантии значительно больше ячеек (см. рис.4.2 и 4.12). Это порождает проблему соответствия теоретической структуры конвекции и сейсмических томографических данных, а также представительность томографических моделей [Irvine et al., 1991; Fukao et al., 1994; Spakman et al., 1993].

Можно предположить, что ячейки в нижней мантии, сконструированные Т. Ирвайном, неустойчивы и должны разделиться каждая как минимум на две. С учетом вышеупомянутой корреляции горизонтальных размеров конвективных ячеек в нижней мантии и в астеносфере, а также данных о повышениях и понижениях в рельефе 670-километровой границы верхней и нижней мантии [Shearer, Masters, 1992], вышеупомянутый субэкваториальный разрез можно перестроить и показать, что здесь в нижней мантии более вероятны восемь горизонтальных ячеек средней протяженностью 5 тыс. км. Этот вариант показан на рис.4.16,Б. Большая протяженность нижнемантийной ячейки под Тихим океаном указывает на ее неустойчивость: либо она делится (как показано штриховыми линиями на рис.4.16,Б), либо нарушается корреляция между восходящими потоками в нижней и верхней мантии.

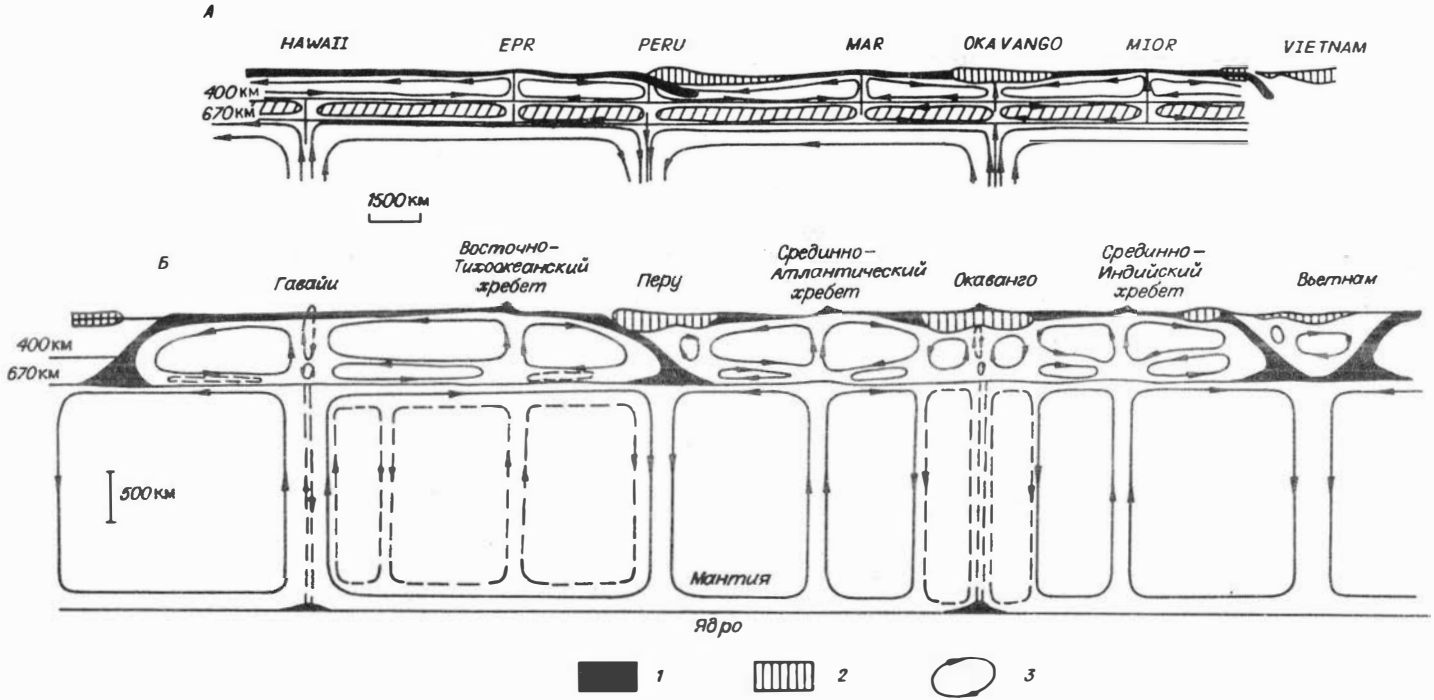


Рис.4.16. Гипотетические разрезы через мантию Земли.

Положение разрезов и центров см. на рис. 4.12: А – по T. Irvine [1988], Б – по реконструкции авторов. 1 – океаническая и 2 – континентальная литосфера, 3 – конвективные течения в астеносфере и нижней мантии.

В частности, полого наклоненная зона субдукции под Перу приходит в соприкосновение с нижней мантией под впадиной Ла-Платы. Именно здесь фиксируется прогиб 660-километровой границы нижней мантии, что соответствует нисходящему потоку в ней.

Неустойчивость конвекции нижней мантии (при больших числах Прандтля) представляет самостоятельную проблему и будет обсуждена ниже.

Сложнее говорить о горизонтальных размерах ячеек в субмеридиональном направлении. Многие ячейки в астеносфере вытянуты в субмеридиональном направлении (под Атлантикой, Тихим океаном, см. рис.4.12, а также работу Н.Л. Добрецова [1980]), что обусловлено общим полем напряжений в Земле и возникновением дивергентных границ плит в зонах минимальных растяжений. В то же время в нижней мантии подобная ориентировка поля напряжений маловероятна и здесь вполне возможны изометричные в плане ячейки, близкие к гексагональным (см. рис.1.3, 4.2). В некоторых субмеридиональных пересечениях число крупных литосферных плит равно 7-8 и здесь легко предположить те же восемь ячеек в нижней мантии, что и в субэкваториальном разрезе.

Например, в сечении через Перу – Исландию – Вьетнам – Баллени выделяются шесть примерно равных плит (см. рис.4.12) и лишь седьмая (Евразиатская) вдвое больше; под ней можно предположить две ячейки в нижней мантии, не проявленные в верхней, так как астеносфера здесь большей частью отсутствует (см. рис.4.2). В другом сечении через Гавайи – Исландию – Окаванго выделяются лишь пять плит. Но крупнейшая из них – Тихоокеанская – разделена поперек углублениями на 670-километровой границе нижней мантии [Shearer, Masters, 1992], т.е. здесь возможен нисходящий поток в нижней мантии, показанный на рис. 4.2, но не отраженный в мощной астеносферной линзе под Тихим океаном. Он располагается на продолжении Альпийско-Гималайской линии нисходящих движений и разделяет нижнюю мантию под Тихоокеанской плитой на несколько ячеек (как минимум четыре, не считая под плитой Наска и не учитывая мелкие ячейки в Карибском бассейне, см. рис. 4.2). Таким образом, и в этом сечении можно предположить не менее восьми ячеек в нижней мантии.

Если предположить, что в нижней мантии преобладают изометричные полигональные ячейки размером R_1 = 3000 км при R_2 = 2200 км (R_1/R_2 = 1,37), тогда площадь одной ячейки $S_1 = 2{,}83 \cdot 10^7$ км^2. Площадь границы на глубине 670 км (при $R_{гр}$ = 6300–670 = 5630 км) соответствует площади шаровой поверхности $S_2 = 4\pi R^2_{гр} = 4 \cdot 10^8$ км^2, длина экватора на этой поверхности $2\pi R_3$ = 35,4 тыс. км. Количество полигональных ячеек n, помещающихся на площади S_2, равно 14 ($n = S_2/S_1$), или при R_1 = 3570, n = 10. Такое число ячеек можно наметить и по данным сейсмической томографии в слое 2600-2900 км (см. рис.4.2), но пять из них являются восходящими и семь – нисходящими. В верхней части нижней мантии (700–1700) число и форма ячеек усложняются (см. рис. 4.2а и 4.17).

Если предположить, что подъемные потоки располагаются в центре полигональных ячеек, как это следует из экспериментальных данных, то с учетом сейсмической томографии в верхней части верхней мантии (см. рис. 4.17) получается десять крупных мантийных плюмов, совпадающих с восходящими

движениями нижнемантийной конвекции. В этом случае в вышеназванных сечениях должно быть минимум шесть (при R_1 = 3000 км) или пять (при R_1 = 3570 км) сдвоенных полигональных ячеек, т.е. 12–10 простых ячеек.

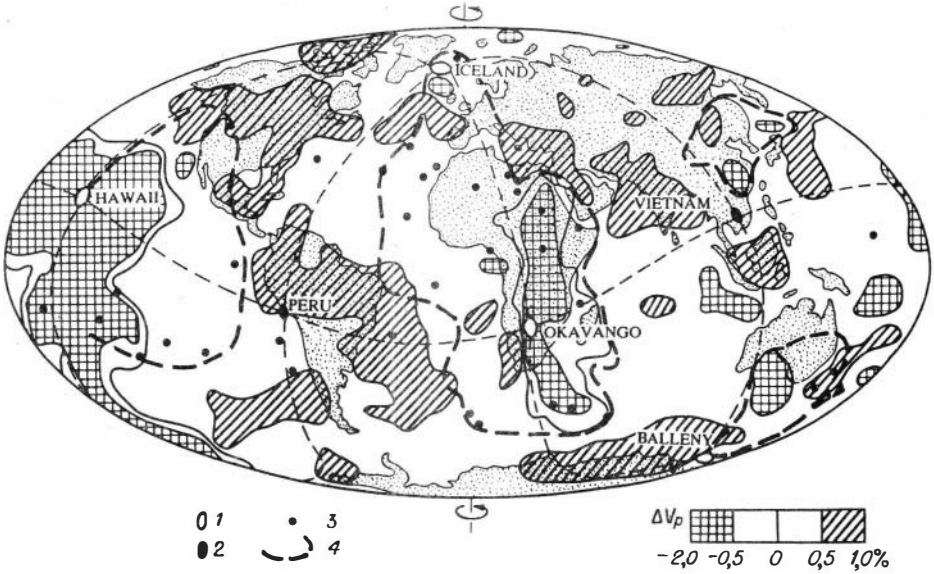


Рис. 4. 17. Глобальная сейсмическая томография нижней мантии на глубине 1203–1435 км (ΔV_p, по H. Inoue et al. [1990], в сопоставлении со схемой глобальной конвекции в нижней мантии, по T. Irvine [1991], и поверхностным проявлениям глубинных течений.

Центры потоков: 1 – восходящих, 2 – нисходящих; 3 – вулканические "горячие точки"; 4 – контуры горячих полей, по Л.П. Зоненшайну, М.И. Кузьмину [1993а].

Таким образом, к четырем крупнейшим восходящим потокам по модели Ирвайна [Irvine, 1991] надо добавить еще шесть–десять. Некоторые из них легко предположить в океанах в местах тройного сочленения, где и магматизм свидетельствует о наличии мощной нижнемантийной струи, и положительный рельеф поверхности ядро–мантия и 670-километровой границы могут указывать на восходящие потоки в нижней мантии. К их числу относятся районы о-вов Галапогос, Вознесения и плато Маскарено в Тихом океане, Азорских островов и Св. Елены в Атлантике, рифт Афар и Реюньон к востоку от Африки (см. рис.1.3). Можно предположить такие точки и под крупнейшим Евразиатским континентом, в частности Монгольский суперплюм, подобно Окаванго в Африке [Windly, Allen, 1993].

Но в целом, какие из 34 мантийных плюмов, показанных на рис. 4.17 (а всего их насчитывают до 100), совпадают с восходящими потоками в нижней мантии, а какие являются дополнительными или происходят от границы верхней и нижней мантии – сейчас сказать трудно. Как будет показано ниже, часть мантийных плюмов возникают на границе верхней и нижней мантий и не связаны с

нижнемантийными. И наоборот, часть, плюмов, возникающих на границе ядро–мантия, не достигают поверхности и затухают в нижней мантии, преимущественно ниже 670-километровой границы. Кроме того, требуется обсудить, как соотносятся "быстрые" мантийные плюмы с медленными восходящими потоками самостоятельной нижнемантийной конвекции.

Многие авторы отметили, что признаки нижнемантийной конвекции слабо коррелируются с современным движением плит, но могут лучше соотносится с конфигурацией прошлых зон субдукции [Chase, Sprawl, 1983; Fukao et al., 1994] (см. рис.1.3). Результаты [Fukao et al., 1994], указывающие на корреляцию между объемом суммарной субдукции и геофизическими данными, характеризующими нижнюю мантию, подтверждают предположение, что существуют прямые соотношения между крупномасштабной термальной гетерогенностью в нижней мантии и субдукцией в течение кайнозоя и мезозоя. Наилучшая корреляция сейсмической скорости и параметров геоида (гармонические коэффициенты 2- и 6-го порядков) с объемом субдуктированного материала наблюдалась в интервале 45–140 млн лет или в интегральном виде – с 60 до 180 млн лет, что почти соответствует максимуму новообразованной из мантии океанической коры и интенсивности мантийных плюмов. Поскольку шаг усреднения объема субдукцированного материала был 30 млн лет, то улавливается только крупномасштабная периодичность в 90 млн лет для гармонических коэффициентов 1- и 2-го порядков [Fukao et al., 1994].

4.7. Мантийные плюмы и горячие точки

По мнению Л.П. Зоненшайна, М.И. Кузьмина [1983, 1993а,б,], Sh. Maruyama [1994], именно тектоника горячих полей, связанных с мантийными плюмами, регулирует глобальную геодинамику Земли.

Рассмотрим структуру мантийных плюмов. Они могут зарождаться на трех уровнях: в верхней мантии, в частности при плавлении субдуцировавшей плиты; на границе верхней и нижней мантии на глубине 670 км; на границе нижняя мантия – ядро. Природа этих плюмов может быть либо чисто тепловая (при плавлении окружающего субстрата), либо чисто химическая (при различии в плотности между веществом плюма и окружающим массивом), либо совместно и тепловая и химическая (при частичном плавлении окружающего вещества).

Проявления их на поверхности Земли носят комбинированный характер в виде излияния (или внедрения) расплавленной магмы переменного, но обычно щелочного состава. Наиболее ярким проявлением горячей точки поверхности Земли можно считать Гавайские острова, представляющие с современными извержениями вулканов, завершающее звено Гавайской и Императорской цепи, в которой извержения вулканов удревняются по возрасту от 0 до 42 млн лет в Гавайской и от 43 до 70 млн лет в Императорской (рис.4.18). Эти цепи вулканнических островов с закономерно изменяющимся возрастом однозначно трактуются как след движения Тихоокеанской плиты над Гавайской горячей точкой, существующей уже более 70 млн лет. Коленообразный изгиб субмеридионального Императорского хребта на северо-западное простирание Гавайской цепи

отражает изменение направления движения Тихоокеанской плиты, фиксируемое также по изменению простирания аномалий, начиная с № 22.

Структура Гавайско-Императорской цепи явно наложена на структуру северо-западной части Тихоокеанской плиты, хотя и сопряжена, по-видимому, с авулканическими (в современном состоянии) возвышенностями Шатского и Хесса. Возможно, эти поднятия образованы при усилении магматизма Гавайского плюма 45–60 млн лет назад. Аналогично усиление магамтизма плюма в последние 0–5 млн лет сформировало плато базальтов и утолщение океанической коры к северу и севро-западу от Гавайских островов. Возможные вращения плюма, отраженные в полукольцевом расположении вулканов, стрелками показаны на рис.4.18. Эти изменения в конфигурации и размерах плюмов будут обсуждены ниже.

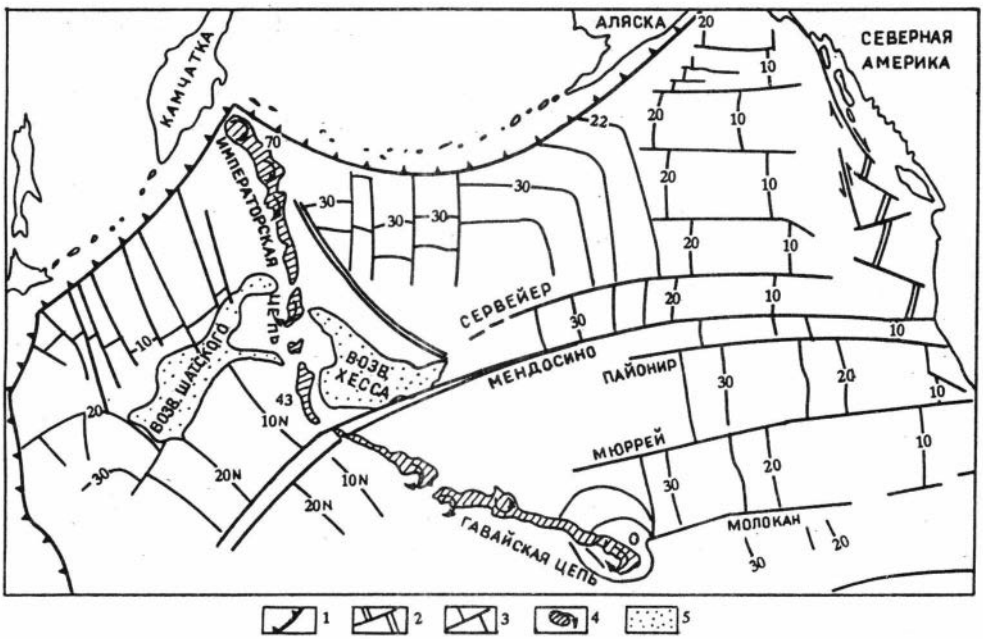


Рис. 4.18. След горячей точки Императорский хребет – Гавайские острова [Кононов, 1989, с изменениями]:
1 – зона субдукции, граница Тихоокеанской плиты (ТОП); 2 – оси спрединга – граница ТОП и Северо-Американской плиты; 3 – магнитные аномалии, их номера, трансформные разломы; 4 – Императорско–Гавайская цепь вулканов; 5 – возвышенности Шатского и Хесса. Пояснения см. в тексте.

Другим важным примером проявления мантийных плюмов являются кимберлитовые поля, о чем подробнее будет сказано в разделе 4.8.

Продолжительность активности современных и существующих в мезозое плюмов составляет от 15 до 90 млн лет [Larson, 1991; Stothers, 1993]. Например, возраст кимберлитовых полей в Южной Африке, отражающих, вероятно, след движения Африканской плиты над двумя горячими точками, датируется 200–110 и

100–70 млн лет [Скиннер и др., 1992]. Во временном и пространственном расположении горячих точек в течение мезозоя наблюдаются определенные закономерности и аналогии с поведением солнечных пятен [Stothers, 1993; Simon, Weiss, 1991]: горячие точки локализованы в средних широтах 40±15° на Земле и 30±10° на Солнце; новые горячие точки появляются в высоких широтах в обеих гемисферах и мигрируют по направлению к экватору, после чего начинается новый цикл (рис.4.19) и сильно меняется магнитное поле [Stothers, 1993]. На Земле продолжительность такого цикла 90 или 180 млн лет, на Солнце – 11 лет. Короткие периоды и более правильное распределение пятен на Солнце – не единственное отличие глубинной циркуляции на Земле и на Солнце, определяемое различием вещества газообразного Солнца и высоковязкой мантии Земли, хотя многие подобия просто поразительны [Simon, Weiss, 1991; Stothers, 1993]. Возникновение солнечных пятен и их миграция к экватору во многом определяются силами Кориолиса, наибольшими в высоких широтах и исчезающими на экваторе. Если исходить из аналогии с солнечными пятнами, то проявление сил Кориолиса возможно в относительно маловязком жидком ядре. Это, в свою очередь, указывает на то, что областью возникновения горячих точек может быть граница ядро–мантия Земли.

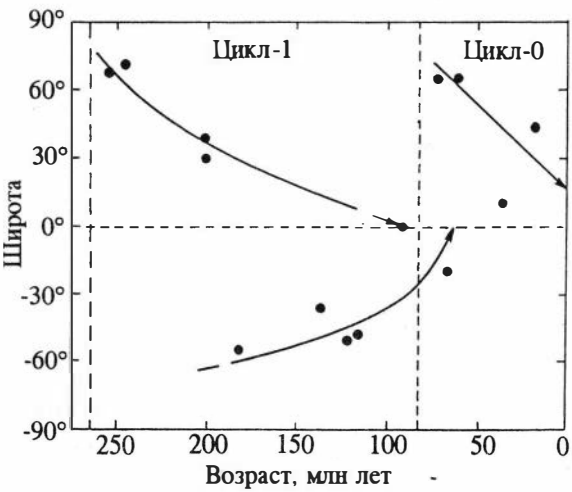


Рис. 4.19. Периодичность появления горячих точек в течение мезозоя и их миграция к экватору за цикл. Показана граница двух возможных циклов [Stothers, 1993] с небольшими изменениями.

Из приведенных и других фактов становится все более очевидным, что плюмы и многослойная или единая конвекция в мантии являются не альтернативными, а сочетаются в разной степени в различные периоды жизни Земли, причем регулятором может выступать интенсивность мантийных плюмов: в период их максимальной интенсивности (например, в период мелового "суперплюма"), по выражению Р. Ларсона [Larson, 1991], преобладает общая конвекция, в период их минимума более отчетливо проявляется многослойная конвекция, и в целом

конвекция в Земле является неустойчивой, нестационарной, что определяется также высокими числами Рэлея (*Ra*) и Прандтля (*Pr*) [Трубицын, Харыбин, 1988; Kellog, Turcotte, 1990; Трубицын, Николайчик, 1991; Кирдяшкин и др., 1994].

Эти соотношения могли меняться в течение истории Земли. Например, М. Мак Куллох (McCulloch, 1993] предполагает, что в архее (до 2,6 млрд лет), когда Земля была горячей, субдуктируемые плиты проникали лишь до глубины 200 км, верхняя мантия имела низкую вязкость и не перемешивалась с нижней и возникала многослойная конвекция (рис.4.20). После архея температура верхней мантии понизилась, холодные и тяжелые литосферные плиты начали проникать в нижнюю мантию, стала преобладать общемантийная конвекция, нарушаемая мантийными плюмами (см. рис. 4.20,Б). В модели Мак Куллоха не учтено, что на рубеже около 1,8 млрд лет могло произойти новое изменение ситуации, когда возникла многослойная конвекция, которая в мелу во время "суперплюма" могла вновь смениться преобладанием общемантийной конвекции [Larson, Olson, 1991; Добрецов, Кирдяшкин, 1993].

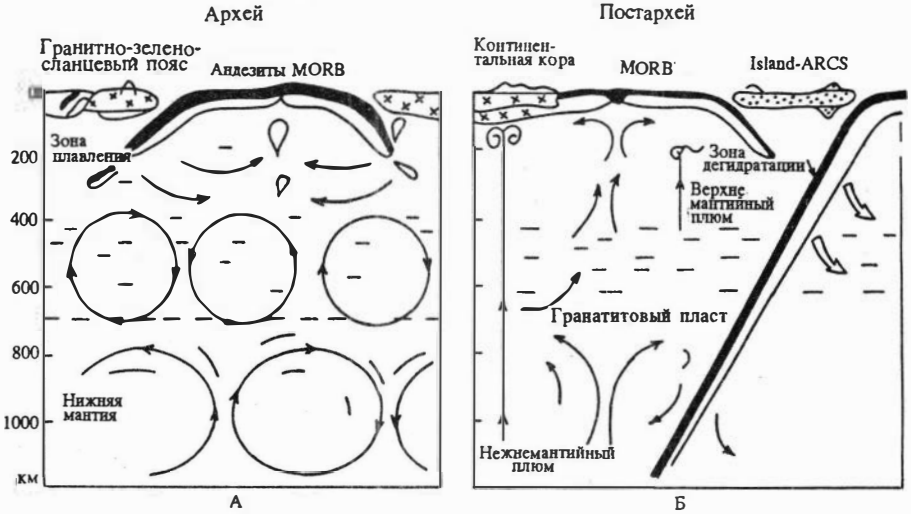


Рис. 4.20. Схема, иллюстрирующая режимы архейской и постархейской мантийной конвекции [McCulloch, 1993]; ограниченная (до 200 км) субдукция и трехслойная конвекция характерны в архее (А); в постархейское время картина субдукции и конвекции ближе к современной (Б).

Этот обзор показывает, что вероятным важнейшим регулятором внутренних движений в Земле, во всяком случае последних 2 млрд лет ее истории, становятся периодические мантийные плюмы, возникающие на границе ядро–нижняя мантия. Условия их образования пока очень неопределенные. Известно лишь, что амплитуда "рельефа" на границе ядро–мантия достигает 10–20 км (в 2 раза меньше, чем на границе 670 км) и что в жидком ядре могут быть растворены летучие легкие компоненты, прежде всего водород [Трубицын, Николайчик, 1991; Schmalze, Hansen, 1993]. Их отделение от ядра в процессе конвекции и накопление в слое *D*,

может рождать гравитационную неустойчивость, т.е. отрыв струй и капель малоплотного вещества, обогащенного флюидом. Но возможна и иная, чисто тепловая природа плюмов, обусловленная локальным нагревом в выступах ядра в нижную мантию.

В любом случае мантийные плюмы, рожденные на границе ядро–мантия и, вероятно, обогащенные водородом, останавливаются или модифицируются на границе верхняя–нижняя мантия около 670 км, как это предложено в модели Рингвуда и др. [Ringwood, Irifune, 1988; Ringwood et al., 1992]. Мы также предполагаем, что крупные плюмы могут отрываться от нижней части плавящейся субдуктируемой плиты и быть ответственными за рождение задуговых и междуговых бассейнов [Добрецов и др., 1993].

Для решения этих вопросов необходимы экспериментальное и теоретическое изучение условий образования, движения, устойчивости или распада мантийных плюмов, наряду с исследованиями по общей проблеме устойчивости (нестационарности) конвекции в мантии, что будет обсуждено в следующих разделах этой главы.

4.8. Экспериментальные исследования плюмов (плавление в объеме кристаллического тела над локальным источником тепла)

Как уже отмечалось, природа мантийных плюмов может быть либо чисто тепловой (при плавлении окружающего субстрата), либо чисто химической (при различии в плотности между веществом плюма, например, обогащенным флюидом, и окружающим массивом), либо совместно и тепловая, и химическая (при частичном плавлении окружающего вещества). По проявлению плюмов на поверхности Земли трудно сделать вывод о природе этих плюмов [Добрецов, Кирдяшкин, 1993].

Рассмотрим вначале структуру тепловых плюмов, возникающих в результате плавления кристаллического тела, в нижней части которого находится локальный источник тепла. Имеющиеся исследования в основном посвящены изучению процесса плавления по внешней образующей кристаллического тела, имеющей форму цилиндра [Ho, 1984; Charoki, Sparrow, 1987] или плоскую поверхность [Okada, 1984; Woon-Shing, 1989].

Результаты исследования плавления в объеме кристаллического тела над локальным источником тепла, помещенным в объем его, представлены в работе А.Г. Кирдяшкина и др. [1987]. Обнаружено, что при вышлавлении канала высотой, много превышающей горизонтальный размер нагревателя, вышлавленный объем имеет ось симметрии независимо от конфигурации локального источника. Плавление в объеме кристаллического тела от источника типа горизонтальный цилиндр при малых высотах вышлавления, соизмеримых с диаметром канала, изучалось H. Rieget et al. [1982], он указывал на необходимость учета свободно-конвективного теплообмена уже и при малых временах с начала плавления. В работе Y. Wu et al. [1989] приводятся результаты исследования плавления от вертикального цилиндра, помещенного в объем кристаллического тела с высотой, равной высоте нагревателя.

Экспериментальные исследования, проведенные нами в объеме октадекана, эйказана и парафина, показали, что над локальным источником тепла, температура которого ($T_н$) выше температуры плавления вещества ($T_н > T_1$), образуется очаг плавления в виде канала или факела (рис.4.21,а).

Экспериментальная установка представляет собой прямоугольный контейнер из нержавеющей стали с двойными стенками, между которыми прокачивалась вода. Передняя стенка прозрачная, изготовлена из оргстекла. Нагреватель располагался у передней стенки в основании контейнера, в среднем сечении по его ширине. Контейнер (120 × 150 × 370 мм) заполнялся расплавом и охлаждался. Через прозрачную стенку можно наблюдать процесс плавления и структуру течения при включении нагревателя.

В начальный период (t = 120–230 мин, см. рис.4.21,а) образуется цилиндрический канал, диаметр которого меняется мало, и почти все тепло расходуется на плавление в его верхней части. Процесс нестационарный, так как часть тепла расходуется на нагрев окружающего массива, а часть – на плавление и нагрев жидкой фазы. В предельном случае плюм достигает верхней границы и количество поступающего в расплав тепла от его источника полностью передается в окружающий массив (t = 420–520 мин).

Профили температуры в расплаве октадекана, физические свойства которого приведены в работе Н.Б. Варгафтика [1972], показаны на рис.4.21,б. Они измерены термопарами 0,06 мм при свободной границе расплав – воздух. Тепло расходуется на отдачу в окружающую среду по цилиндрической границе раздела фаз, на плавление в верхней части канала и отводится в воздух на свободной поверхности.

Диаметр канала остается неизменным, пока идет выплавление канала в его верхней части. При этом в канале возникает режим пограничного слоя, при котором существует струйное восходящее течение по оси канала и опускные течения в пограничном слое у границы раздела фаз.

Из измерений температуры (см. рис.4.21,б) следует, что в области струйного течения, много меньшего диаметра канала, наблюдается снижение температуры по высоте. В струе имеет место неустойчивая стратификация ($dT/dx < 0$), а в области между струйным течением и пограничным слоем, где скорость u близка к нулю, возникает устойчивая стратификация, так как температура в верхней части слоя выше, чем в нижней ($dT/dx > 0$). Вдоль стенок канала возможно локально и плавление, и кристаллизация в зависимости от изменения режима течения в пограничном слое у границы раздела фаз с возникновением вторичных ячеистых течений (см. ниже рис.4.25).

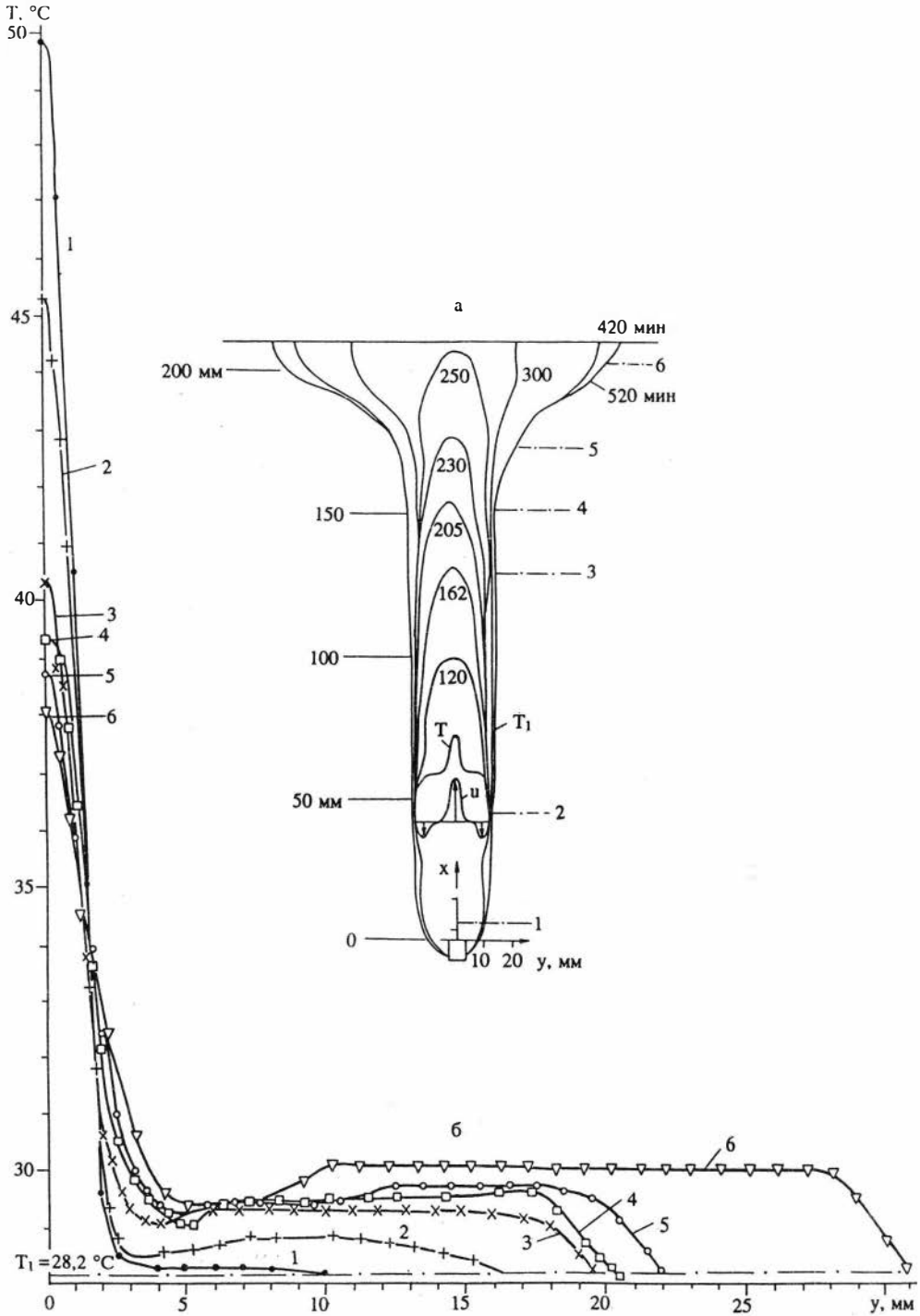
Режим пограничного слоя для плоского вертикального слоя существует при числах Рэлея [Кирдяшкин и др., 1971]

$$Ra = \beta g \Delta T l^3 / a\nu > 10^4.$$

Для случая осесимметричного течения можно ожидать, что режим пограничного слоя возникает при числах Рэлея

$$Ra_r = (\beta d \Delta T / a\nu) \cdot (D(x)/2)^3 > 10^4, \qquad (4.13)$$

где $D(x)$ – диаметр канала на высоте x. Из рис. 4.21 следует, что при t = 300–520 мин, $Ra_r = 7{,}7 \cdot 10^5$.


T, °C
50
45
40
35
30
1
2
3
4
5
6
а
420 мин
200 мм
250
300
6
520 мин
5
230
150
4
205
3
162
100
120
T
T1
50 мм
u
2
x
1
0
10 20 y, мм
б
6
4
5
3
2
1
T1 = 28,2 °C
0
5
10
15
20
25
y, мм

вещества одинаковое. Но форма и местоположение канала непрерывно изменяются около "средней" оси, параллельной вектору тяжести (см. рис.4.24, 4.25).

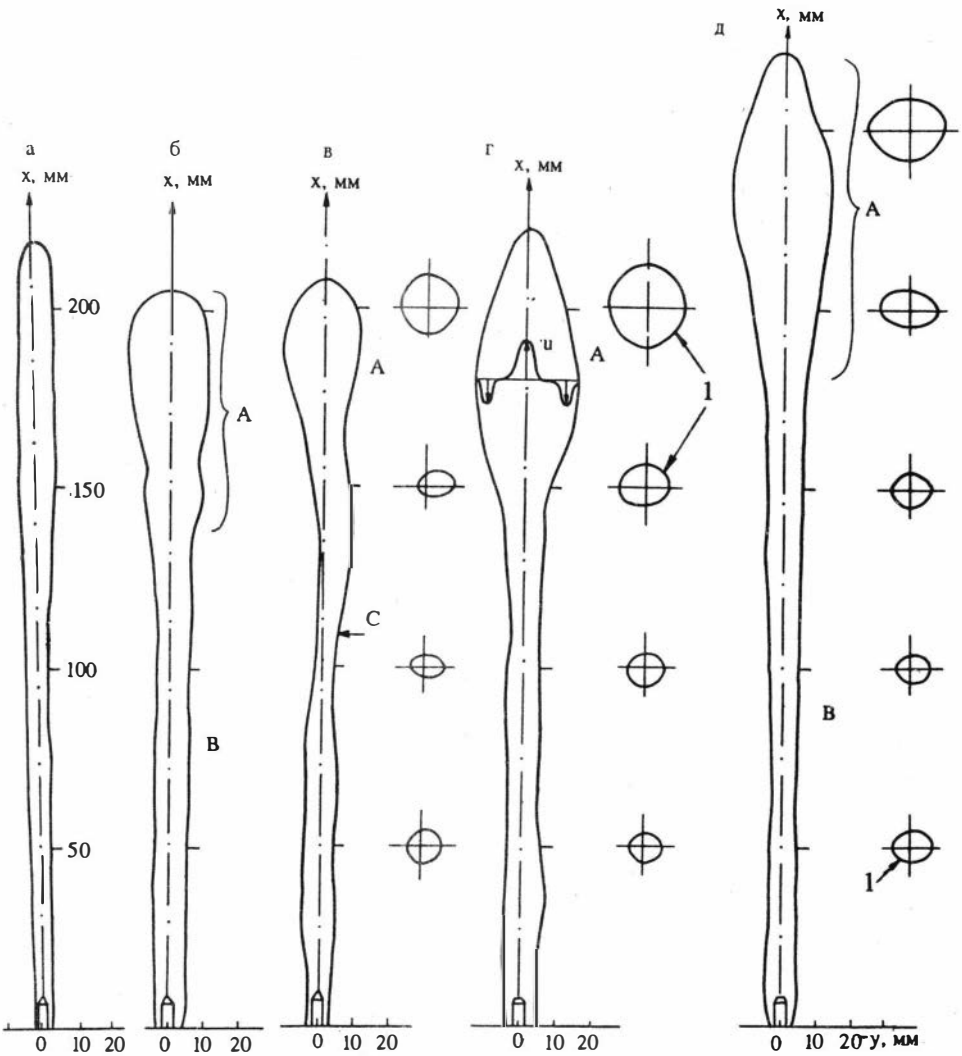


Рис. 4.24. Граница раздела расплав – поликристаллический массив парафина при плавлении над локальным источникам тепла $D_н$ = 4 мм, когда все тепло отводится в объем парафина.

Зоны: А – режим пограничного слоя; В - режим теплопроводности; С – несимметричное течение: а – N = 3 Вт, $T_{ст}$ = 23 °С; б - 4 Вт, 22 °С; в – 4 Вт, 21 °С; г – 5,6 Вт, 24,5 °С; д - 7 Вт, 21 °С, где $T_{ст}$ – температура цилиндрического контейнера (D = 200 мм). 1 – поперечное сечение канала для различной высоты (x).

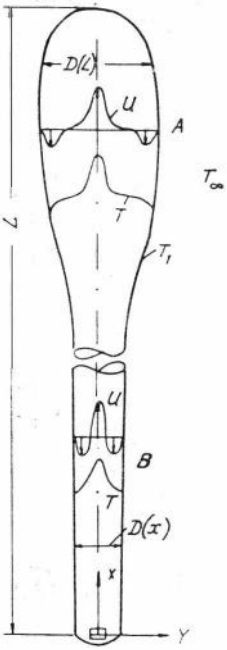


Рис. 4.23. Схема режимов свободно-конвективных течений в расплаве: А – режим пограничного слоя; В – режим теплопроводности.

может сохраняться режим пограничного слоя. Схематически эти режимы представлены на рис.4.23. Ситуации, изображенные на рис.4.20–4.23, могут иметь отношение к мантийным плюмам и к каналам–магмоводам в верхней части мантии и в коре. В частности, граница раздела, показанная на рис.4.21, 4.22, может возникать в мантии или коре при достижении слоя с большей температурой плавления или при возникновении в верхней части канала флюидной прослойки. В этом случае, как показано на рис. 4.21, 4.22, увеличивается размер верхней части канала и разрастается зона плавления, примыкающая к фазовой границе. Такая ситуация может быть на границе верхней и нижней мантии или на контакте с карбонатными породами в коре. Такая же ситуация возможна в магматическом очаге вулкана.

Профили и сечения каналов, полученные проплавлением парафина при мощности источника N = 3÷7 Вт и фиксированной температуре внешней границы массива парафина, представлены на рис. 4.24. Экспериментальные исследования проведены в цилиндрическом объеме диаметром 200 мм с термостатированной стенкой. Граница раздела жидкой и твердой фаз (т.е. форма канала) определялась следующим образом: вначале цилиндр заполнялся жидким парафином, который двое суток охлаждался; затем включался нагреватель с того момента, когда высота канала уже не менялась. Расплав быстро через нижнее отверстие сливался, и парафиновый цилиндр распиливался в продольном и поперечном сечениях для определения формы канала выплавления. В зависимости от мощности теплового источника форма выплавленного канала менялась, что связано с различными режимами тепловой конвекции в расплаве. При мощности источника тепла N = 3 Вт (см. рис. 4.24а) в основном наблюдается режим теплопроводности. При N = 4 Вт (см. рис. 4.24б) в нижней части (зона B) сохраняется режим теплопроводности. В области режима теплопроводности осесимметричное течение часто не выдерживается, что особенно хорошо видно на рис.4.24в при той же мощности N = 4 Вт (зона C): подъемное течение наблюдается у одной стенки, опускное – у другой. Поперечное сечение канала имеет несимметричную эллипсовидную форму (см. рис.4.24в-д). Это означает, что в канале не наблюдается стационарного режима теплообмена и происходит плавление на одной стороне канала и кристаллизация на другой. В предельном режиме, когда высота канала не меняется, режим становится квазистационарным – количество выплавленного и закристаллизовавшегося

вещества одинаковое. Но форма и местоположение канала непрерывно изменяются около "средней" оси, параллельной вектору тяжести (см. рис.4.24, 4.25).

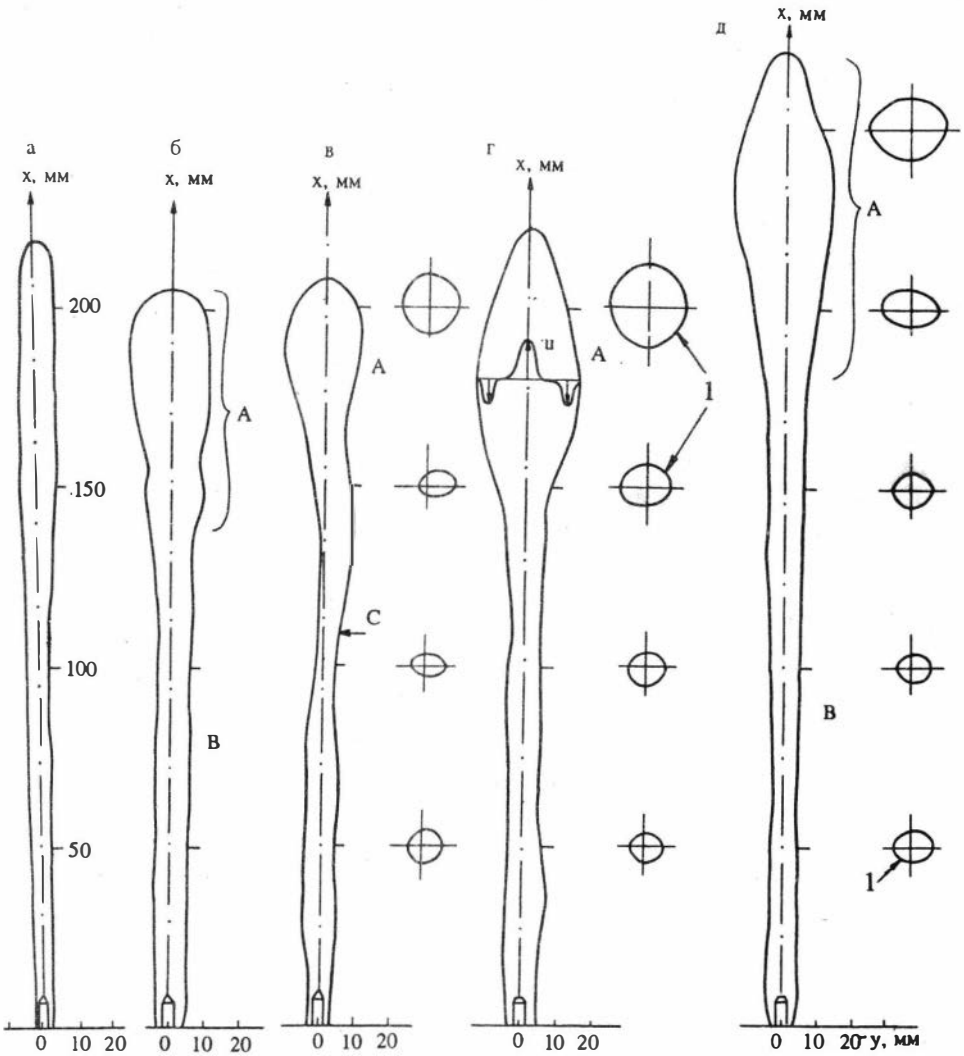


Рис. 4.24. Граница раздела расплав – поликристаллический массив парафина при плавлении над локальным источникам тепла $D_н$ = 4 мм, когда все тепло отводится в объем парафина.

Зоны: А – режим пограничного слоя; В - режим теплопроводности; С – несимметричное течение: а – N = 3 Вт, $T_{ст}$ = 23 °С; б - 4 Вт, 22 °С; в – 4 Вт, 21 °С; г – 5,6 Вт, 24,5 °С; д - 7 Вт, 21 °С, где $T_{ст}$ – температура цилиндрического контейнера (D = 200 мм). 1 – поперечное сечение канала для различной высоты (x).

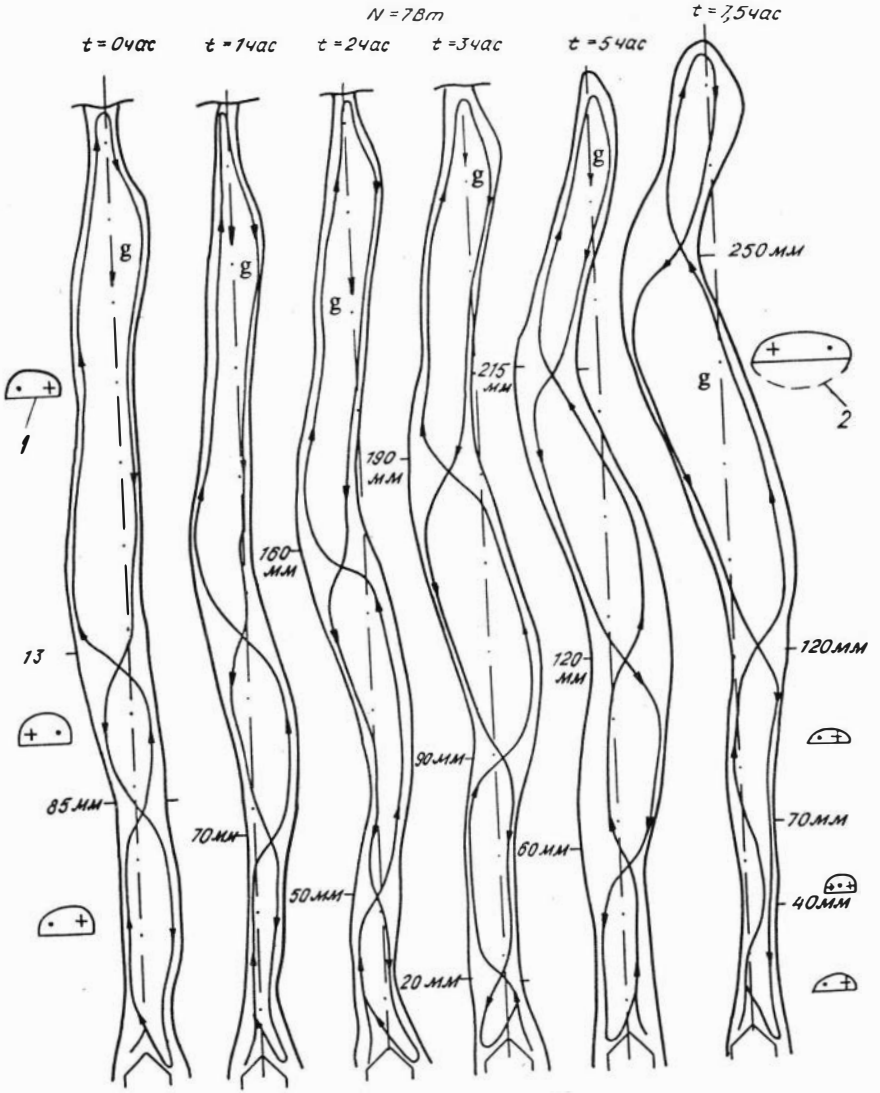


Рис. 4.25. Характер изменения во времени границы раздела расплав – поликристаллический массив (эйказан) при плавлении над локальным источником тепла: $D_н$ = 15 мм, N = 7 Вт и $T_{ст}$ = 21 °С; 1 – поперечное сечение канала для различной высоты (x); g – ускорение силы тяжести. Остальные пояснения см. в тексте.

При увеличении мощности теплового источника (см. рис. 4.24г) сложная нестационарная структура течения в канале еще более отчетлива: в верхней части наблюдается режим пограничного слоя, в нижней – режим теплопроводности с несимметричной и периодически меняющейся структурой потока. На разных уровнях канала наблюдается перекидывание подъемного потока с одной стороны на

другую. При максимальной мощности источника тепла (см. рис. 4.24д) предельная высота канала L возросла.

Поскольку неустойчивость и периодическое смещение канала в горизонтальной плоскости установлены впервые и могут иметь большое значение в геологических приложениях, были проведены специальные исследования такой неустойчивости, показанные на рис. 4.25. На установке с передней прозрачной стенкой, конструкция которой дана выше (см. рис. 4.21), проведены дополнительные эксперименты в эйказане при постоянной мощности (7 Вт) и диаметре нагревателя (15 мм). Физические свойства эйказана даны в работе Н.Б. Варгафтика [1972]. Вначале проплавление проводилось в течение 8 часов; жидкость из канала сливалась, и на следующие сутки канал вновь заливался эйказаном и эксперимент продолжался при том же нагреве еще 7,5 ч. Таким образом, время эксперимента можно увеличивать сколь угодно. Сечение канала и направление течения в нем, полученные при разной длительности дополнительного нагрева, представлены на рис. 4.25.

Во всех случаях (см. рис. 4.25) стационарный характер течения отсутствует и наблюдаются периодические колебания в пространстве и во времени. По высоте поток разбивается на ячейки, длина которых в 2,5–4 раза больше диаметра канала. На границе ячеек наблюдается смещение потоков от одной стенки к другой и частичное их перемешивание. По экспериментальным данным, канал представляет собой бегущую волну с винтовым вращением около вертикали, проходящей через источник. Амплитуда отклонения от оси составляет 1–2 диаметра и возрастает вверх по каналу. На рис. 4.25 представлены поперечные сечения канала (1), где прямая линия – граница стеклянной пластины, так как нагреватель располагался вблизи нее. Если предположить, что в случае положения нагревателя вдали от пластины канал будет симметричным и иметь вид эллипса (2), то малая ось его будет в два раза меньше большей. На рис. 4.25 представлены условия: $Ra = 8{,}6 \cdot 10^4$ при $\Delta T_1 = 28{,}6$ °С ($T_н = 65{,}5$ °С, температура плавления $T_1 = 36{,}9$ °С) и радиусе канала $r = 12/2 = 6$ мм. При таких Ra и $Pr = 45{,}6$ устанавливается режим теплопроводности свободно-конвективного течения в канале расплава.

Аналогичные закономерности характерны для поверхностных проявлений мантийных плюмов, когда плита над ними останавливается или относительно мало перемещается (см. рис. 4.18 и ниже рис. 4.34).

4.9. Теоретические оценки параметров мантийных плюмов

На основе вышеприведенных экспериментов и известных соотношений механики конвективных потоков оценим устойчивость плюмов (каналов) в мантии, их возможные параметры и условия возникновения.

Прежде всего количественно проанализируем предельный осредненно-стационарный режим в канале плюма, когда все тепло отводится в окружающий кристаллический массив и высота канала – предельная максимальная для данной тепловой нагрузки. Границу раздела расплав–твердое тело будем рассматривать как цилиндр вращения с диаметром $D(x)$, зависящим от вертикальной координаты x. Температуру плавления кристаллического вещества примем T_1 при давлении P = const.

Рассмотрим условия, когда диаметр цилиндра $D(x)$ много меньше высоты выплавленного объема $D(x)/L << 1$ (см. рис.4.21–4.23). В этом случае теплообмен сводится к теплоотводу от цилиндрической поверхности, имеющей $T = T_1$, в бесконечный твердый массив, температура которого $T = T_\infty$ при $y >> D(x)$. Известно [Михеев, 1947; Кутателадзе, Боришанский, 1959], что в этом случае безразмерное значение коэффициента теплообмена (число Нуссельта Nu) имеет постоянное значение:

$$Nu = \alpha D(x)/\lambda_т = qD(x)/\Delta T_1 \lambda_т = 0{,}5, \qquad (4.14)$$

где $\alpha = q/\Delta T_1$ – коэффициент теплообмена, q – удельный тепловой поток от цилиндрической поверхности диаметром D, $\Delta T_1 = T_1 - T_\infty$ – перепад температур между поверхностью и массивом, $\lambda_т$ – коэффициент теплопроводности кристаллического массива. Соотношение (4.14) справедливо для значений критерия Фурье ($Fo = at/r^2 > 0{,}04$-$0{,}05$), где a – коэффициент температуропроводности, t – время с момента подвода тепла, $r = D/2$. Например, при $a = 10^{-6}$ м^2/с и $r = 10^3$ м

$$t = 0{,}05 \cdot r^2/a = 1{,}6 \cdot 10^3 \text{ лет},$$

при $r = 10^5$ м, $t = 16$ млн лет. Из соотношения (4.14) следует, что

$$q(x) = 0{,}5\lambda_т T_1/D(x). \qquad (4.15)$$

В данном случае предполагается плавное изменение $D(x)$ по высоте канала.

При $\Delta T_1 = \text{const}$ и $\lambda_т = \text{const}$

$$q(x) \cdot D(x) = 0{,}5\lambda_т T_1 = \text{const}. \qquad (4.16)$$

Для асимптотического по времени процесса выплавления канала при фиксированной мощности теплового источника N определим тепло, отдаваемое в твердый массив, и предельную высоту выплавляемого канала L, считая, что $D(x) << L$

$$N = \int_0^L q(x) \cdot \pi D(x) d(x). \qquad (4.17)$$

Из (4.17), учитывая (4.16), получим

$$N = 0{,}5\pi\lambda_т T_1 L; \qquad L = N/0{,}5\pi\lambda_т T_1. \qquad (4.18)$$

Как видно из (4.18), высота выплавляемого канала при $\lambda_т = \text{const}$ зависит от мощности источника тепла и перепада температур ΔT_1 между границей раздела и массивом, но не зависит от $D(x)$. Величина диаметра выплавляемого канала скажется на времени его выплавления.

Следует учесть, что при предельной высоте L форма границы раздела на верхнем торце канала соответствует полусфере, от которой теплопередача в бесконечный массив определяется из соотношения $Nu = 2$ [Кутателадзе, Боришанский, 1959]. Поэтому соотношение (4.18) справедливо при $L >> D(L)$. Результаты вычислений по (4.18) для различных параметров представлены на рис.4.26, в частности, при $L = 670$ км, $N \approx 5 \cdot 10^6$ кВт; при $L = 2900$ км, $N \approx 5 \cdot 10^7$ кВт.

Оценим мощность теплового источника в зависимости от его размера и температуры. При плавлении в объеме кристаллического тела температура источника ($T_и$) выше температуры плавления ($T_и > T_1$). Не вдаваясь в подробности возможной конфигурации источника тепла, представим его в виде горизонтальной поверхности с температурой поверхности $T_и$, контактирующей с расплавом, имеющим превышение средней температуры над поверхностью ΔT_o (рис. 4.27). Следует отметить, что температура опускного потока, набегающего на теплоотдающую поверхность, близ-

Рис. 4.26. Зависимость предельной высоты вышлавленного канала L от мощности теплового источника, вычисленной по формуле (4.18):

1 – λ_T = 12 Вт/м·°С; $\Delta T_1 = 10^3$ °С; 2 – 12 Вт/м·°С; 500 °С; 3 – 4 Вт/м·°С; 10^3 °С; 4 – 4 Вт/м·°С, 500 °С; 5 – 12 Вт/м·°С, 100 °С; 6 – 4 Вт/м·°С, 100 °С.

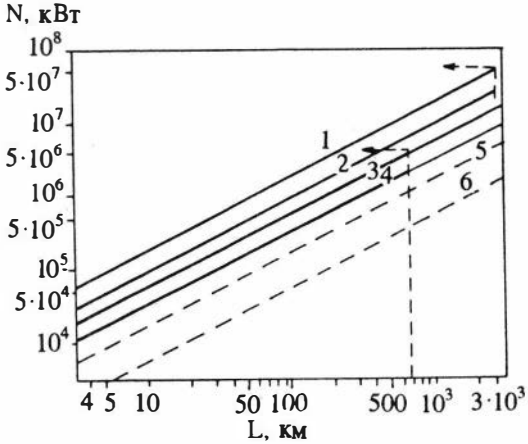
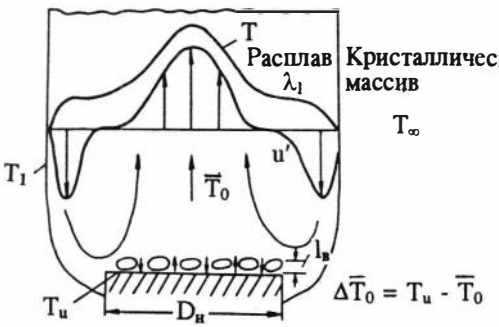


Рис. 4.27. Схема свободноконвективных течений над источником тепла.



ка к температуре плавления T_1. Однако средняя температура будет выше на высоте $l_в$ пристенного вихревого течения (см. рис.4.27). Поэтому, принимая температуру жидкости над поверхностью T_1, мы завысим значение теплового потока от источника, т.е. перепад температур на высоте верхнего слоя $\Delta T_o = n(T_н - T_1)$, где $n < 1$. Будем рассматривать теплообмен между горизонтальной поверхностью и расплавом в условиях тепловой горизонтальной конвекции в случае нагрева снизу большого объема горизонтальной поверхностью.

Закон теплообмена в этом случае имеет вид [Леонтьев, Кирдяшкин, 1965]:

$$Nu = 0{,}1Ra^{1/3}, \qquad (4.19)$$

где Ra – число Рэлея, определенное по перепаду температур между поверхностью теплообмена и жидкостью вдали от поверхности $Ra = \beta g \bar{T}_o D_н^3/a\nu$, а число Nu равно $qD_н/\Delta\bar{T}_o\lambda_ж$, где $\lambda_ж$ – теплопроводность расплава. Согласно уравнениям (4.19) и (4.14), удельный тепловой поток с поверхности и мощность источника тепла соответственно равны:

$$q = 0{,}1\lambda_ж\Delta\bar{T}_o^{4/3}(\beta g/a\nu)^{1/3},$$
$$N = q\pi(D_н^2/4) = (0{,}1\pi/4)\lambda_ж \cdot D_н^2 \cdot \Delta\bar{T}_o^{4/3}(\beta g/a\nu)^{1/3}. \qquad (4.20)$$

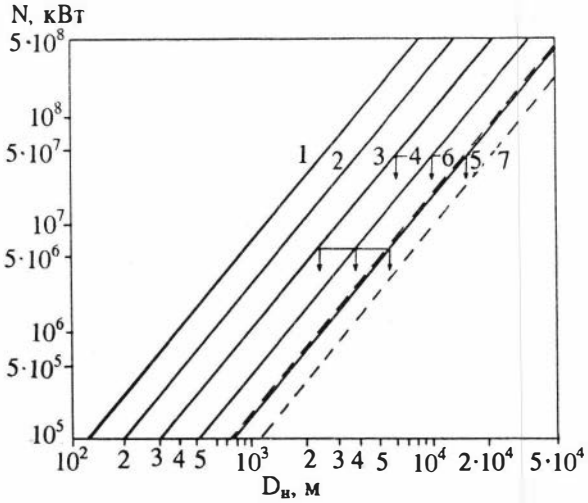


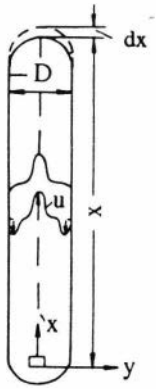
Рис. 4.28. Зависимость мощности источника тепла от его размера $D_н$ и перепада температуры $\Delta\overline{T}_o = T_o - T_н$ при $\lambda_ж = 4$ Вт/ м·°С по соотношению (4.20):

1 – ΔT_o = 400 °С, ν = 1 м^2/с; 2 – 200 °С, 1 м^2/с; 3 – 100 °С, 1 м^2/с; 4 – 50 °С, 1 м^2/с; 5 – 25 °С, 1 м^2/с; 6 – 50 °С, 10 м^2/с; 7 – 50 °С, 100 м^2/с.

Оценим величину мощности теплового источника в зависимости от его размеров и параметров расплава. Физические свойства расплава примем следующими [Жарков, 1983]: допустимая плотность расплава на больших глубинах ρ = 4000 кг/м^3, коэффициент объемного расширения $\beta = 3\cdot10^{-5}$ °С$^{-1}$, $\lambda_ж$ = 4,4 Вт/м·°С, $a = 10^{-6}$ м^2/с. Динамическая вязкость магмы вулканов в полевых измерениях η = = (1,40·10^2÷3·10^4) пуаз и поэтому кинематическая вязкость $\nu = \eta/\rho$ = (3,5·10^{-3}÷ 0,75) м^2/с.

При малых перепадах $T_н$–T_1 возможны и более значительные величины вязкости. Поэтому оценим варианты при ν = 1; 10 и 10^2 м^2/с. Для принятых значений физических свойств расплава была вычислена тепловая мощность источника в зависимости от $D_н$ и $\Delta\overline{T}_o$. Результаты вычислений представлены на рис.4.28. Из сопоставления рис.4.21 и 4.28 можно оценить минимальную мощность для проплавления нужной высоты и минимальный диаметр нагревателя, необходимого для создания этой тепловой энергии. На рис.4.26 мы получили для границы ядро–мантия $N \approx 5\cdot10^7$ кВт. Эту оценку можно проверить по количеству тепла, выносимого плюмом, по геологическим и геофизическим данным, приведенным в работе Р. Ларсона, П. Олсона [Larson, Olson, 1991]. Согласно этим оценкам, величина тепла, выносимого на поверхность плюмами, и тепла, необходимого на расплавление этой магмы, составляет 1,7·10^6÷1,7·10^7 кВт. К этой тепловой мощности следует добавить тепло, отданное в окружающий массив при L = 2900 км (граница ядро–мантия): 2·10^6÷5·10^7 кВт или с глубины 670 км: 5·10^5÷5· 10^6 кВт. Поэтому при возникновении плюмов на границе ядро–мантия мощность теплового источника составляет 4·10^6÷7·10^7 кВт. В этом случае, согласно рис. 4.28, при $\Delta\overline{T}_o$ = 25÷100 °С и $\nu = 1\div10^2$ м^2/с (линии 3-6), радиус источника тепла $D_н$

Рис. 4.29. Схема нестационарного выплавления канала над локальным источником тепла.



будет 2÷25 км. Это близко к вышеупомянутому перепаду рельефа на границе ядро–мантия порядка 10 км, т.е. диаметр полусферы нагревателя ≈ 20 км.

Из рис. 4.28 следует, что перепады температур между источником тепла и расплавом над ним (температурой плавления породы) невелики. Уже при $\Delta\overline{T}_0 = 400\ ^\circ C$ необходимый размер источника тепла очень мал и составляет всего 2,5 км. Значение числа Рэлея при $D_н = 10$ км, $\Delta\overline{T}_0 = 50\ ^\circ C$ и $\nu = 100\ м^2/с$ будет

$$Ra_r = \Delta\overline{T}_0 \beta g r^2/8a\nu = 10^{14}, \text{ где } r = D_н/2.$$

Это указывает на существование режима пограничного слоя, характер течения которого был представлен ранее (см. рис. 4.23). В центральной части наблюдается подъемное струйное течение и по образующим канала – опускное течение (в пограничном слое у границы раздела, много меньшего диаметра канала). Время выплавления канала зависит от мощности теплового источника и глубины расположения этого источника.

Оценим время выплавления канала в зависимости от параметров источника и окружающего массива. Будем считать, что выплавляемый канал незначительно изменяет диаметр по высоте или на определенном промежутке по высоте можно принять среднюю величину диаметра D. Рассмотрим случай, когда $x >> D$ (рис. 4.29).

Мощность теплового источника, затрачиваемая на плавление $N_п$, будет определяться как

$$N_п = N - N(x), \tag{4.21}$$

где N – мощность теплового источника, $N(x)$ – тепловая мощность, передаваемая в объем кристаллического тела при высоте канала x, т.е.

$$N(x) = q\pi D(x). \tag{4.22}$$

Учитывая (4.18), величина $N(x)$ определяется из соотношения

$$N(x) = 0{,}5\pi\lambda_т\Delta T_1 x. \tag{4.23}$$

Подставляя (4.23) в (4.21), получим

$$N_п = N - 0{,}5\pi\lambda_т\Delta T_1 x. \tag{4.24}$$

Составим элементарный баланс между тепловой энергией, затраченной за время dt ($N_п dt$), и количеством тепла, необходимого для проплавления канала на высоту dx (см. рис.4.29):

$$N_п dt = (\pi D^2/4)\rho\cdot(B + c\Delta T_0)\cdot dx, \tag{4.25}$$

где $\pi D^2\rho B\cdot dx/4$ – количество тепла, затраченное на плавление, и $(\pi D^2/4)(\rho c\Delta T_0\cdot dx)$– количество тепла, необходимое для нагрева расплава на величину ΔT_0; B – теплота плавления; c – теплоемкость. Из соотношений (4.24) и (4.25) определим скорость выплавления канала

$$u_п = dx/dt = 4(N - 0{,}5\pi\lambda_т\Delta T_1 x)/\pi D^2\rho\cdot(B + c\Delta T_0). \tag{4.26}$$

Представим (4.26) в виде

$$dt = D^2\rho\cdot(B + c\Delta T_0)\cdot dx/2\lambda_т\Delta T_1\cdot(N/0{,}5\pi\lambda_т\Delta T_1 - x). \tag{4.27}$$

В (4.27) комплекс $N/0{,}5\pi\lambda_т\Delta T_1$ аналогичен уравнению (4.18), имеет размерность длины и указывает на возможную высоту выплавления L.

Преобразуем (4.27) к виду

$$dt = D^2\rho(B + c\Delta\bar{T}_o)\cdot dx/2\lambda_т\Delta T_1(1 - \bar{x}), \qquad (4.28)$$

где $\bar{x} = x/L$ и $L = N/0{,}5\pi\lambda_т\Delta T_1$.

Проинтегрируем (4.28) и найдем время, необходимое для выплавления объема до высоты x при известном диаметре D,

$$t = [-D^2\rho(B + c\Delta\bar{T}_o)/2\lambda_т\Delta T_1]\cdot\ln(1 - \bar{x}). \qquad (4.29)$$

Время выплавления канала высотой x зависит от диаметра канала и от мощности теплового источника N. С увеличением N, согласно (4.18), возрастает линейный размер L, и для фиксированного значения x абсолютная величина $\ln(1 - \bar{x})$ уменьшается.

Представим соотношение (4.29) в размерных величинах. Для этого выразим величину L через мощность источника согласно уравнению (4.20) и подставим это значение L в уравнение (4.29), где $\bar{x} = x/L$. В этом случае время, необходимое для выплавления канала, будем определять из соотношения:

$$t = [-D^2\rho\cdot(B + c\Delta\bar{T}_o)/2\lambda_т\Delta T_1]\cdot\ln(1 - $$
$$- 20\Delta T_1 x\lambda_т/D_н^2\lambda_ж\Delta\bar{T}_o^{4/3}(\beta g/a\nu)^{1/3}). \qquad (4.30)$$

Будем считать, что диаметр канала $D = D_н$. Из (4.30) следует, что при равенстве нулю выражения под знаком логарифма $t = \infty$. Поэтому найдем предельный минимальный диаметр источника и близкий к нему диаметр канала:

$$D_{пр} = [20\lambda_т\Delta T_1 x/\lambda_ж\Delta\bar{T}_o^{4/3}(\beta g/a\nu)^{1/3}]^{1/2}. \qquad (4.31)$$

Примем физические свойства мантии, аналогичные построению рис.4.28, а именно:

$\beta = 3\cdot10^{-5}$ 1/°C; $\lambda_т = \lambda_ж = 4$ Вт/м^2; $B = 210$ кДж/кг·°C;
$c = 1{,}2$ кДж/кг·°C; $\rho = 4000$ кг/м^3; $\Delta\bar{T}_o = 50$ °C; $\Delta T_1 = 500$ °C;
$x = 2{,}9\cdot10^6$ м; $a = 10^{-6}$ м^2/с.

Для этих физических параметров определим зависимость $D_{пр}$ от величины ν. На рис.4.30 представлена зависимость $D_{пр} = f(\nu)$. При $D < D_{пр}$ (ниже кривой) $t = \infty$, и плюмы никогда не проявятся на поверхности, если зародятся на границе ядро–мантия. При условиях (например, при $\nu = 10^0$–10^3 м^2/с, $D_{пр} = 5$–15 км).

Время поднятия плюма (проплавления канала) в зависимости от диаметра источника $D_н$ для двух вязкостей плюма $\nu_1 = 1$ м^2/с и $\nu_2 = 10^3$ м^2/с представлено на рис.4.31

При $D_н > D_{пр}$ очень быстро t стремится к своему асимптотическому значению, но сильно зависит от вязкости. При $\nu_2 = 10^3$ м^2/с и при $D = 100$ км время выплавления 2 млн лет; при $D = 20$–100 км, $t = 2$–4 млн лет, при $D \to D_{пр} = 15{,}4$ км, $t \to \infty$.

Определим скорость выплавления канала от диаметра источника, подставив (4.20) в (4.26):

$$u = 0{,}1\lambda_ж\Delta\bar{T}_o^{4/3}(\beta g/a\nu)^{1/3}/\rho(B + c\Delta\bar{T}_o) - 0{,}5\lambda_т\Delta T_1 x/\rho D^2(B + c\Delta\bar{T}_o). \qquad (4.32)$$

При $D >> D_{пр}$ второй член уравнения (4.32) мал и

$$u \approx 0{,}1\lambda_ж\Delta\bar{T}_o^{4/3}(\beta g/a\nu)/\rho(B + c\Delta\bar{T}_o). \qquad (4.33)$$

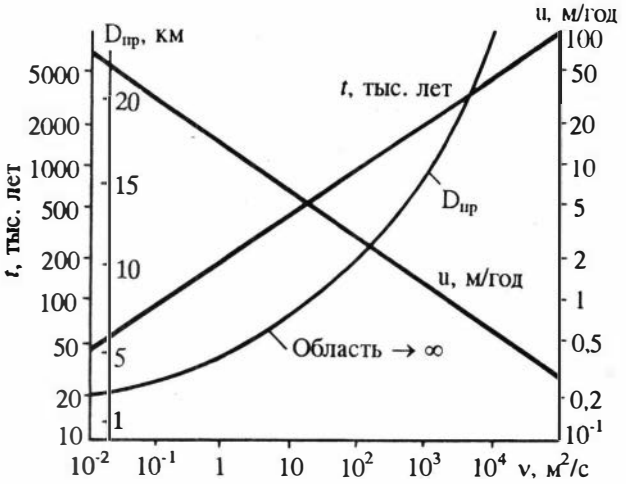


Рис. 4.30. Значения скорости выплавления канала (u) и время выплавления (подъема) плюма при $D >> D_{пр}$ в зависимости от кинематической вязкости ν (по 4.33 и 4.34), а также $D_{пр}$ по (4.31).

Время проплавления канала определим как отношение

$$t = x/u. \qquad (4.34)$$

Значения скорости выплавления канала и время подъема плюма для $D >> D_{пр}$ в зависимости от D, вычисленные из соотношений (4.33) и (4.34) нанесены на рис.4.30. При $\nu = 10^1 \div 10^3$ $м^2/с$ t = 440÷2030 тыс. лет, при $\nu = 10^5$ $м^2/с$ t = = 10 млн лет и скорость подъема составляет 0,3 м/год.

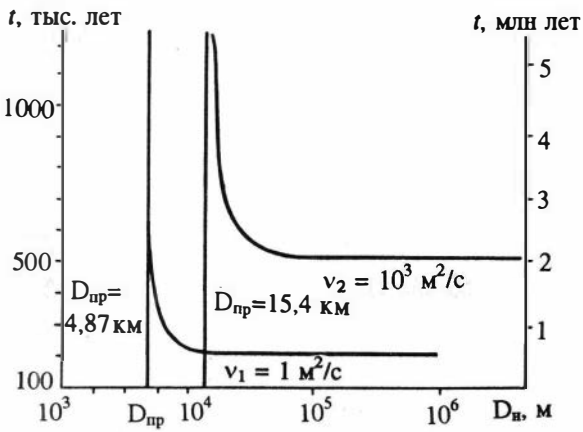


Рис. 4.31. Время выплавления плюма (проплавления канала) в зависимости от диаметра источника для двух разных вязкостей ν_1 и ν_2.

Величину вязкости при проплавлении канала сложно оценить. Непосредственные измерения вязкости изверженных лав показывают, что $\nu \approx 1$ м^2/с. Можно предположить, что состав плюма многокомпонентный, и учитывая возможность частичного плавления, – многофазный и более вязкий, чем чистая силикатная жидкость. Если вязкость превышает вязкость лав на несколько порядков ($\nu \approx 10^2 \div 10^3$ м^2/с), то и тогда время подъема этого плюма составляет времена, соизмеримые с первыми миллионами лет. Это указывает на то, что время проплавления всей мантии в геологических масштабах незначительно и не создает большого запаздывания от момента организации его на границе ядро–мантия до проявления на поверхности. Временные периоды определяются в основном процессами возникновения тепловых источников: будь то на границе ядро–мантия, на глубине 670 км или в области субдукции.

4.10. Геологические проявления мантийных плюмов

Выппеприведенные эксперименты и расчеты относятся к чисто тепловым плюмам, и насколько они применимы, например, к флюидным или флюидно-тепловым плюмам в мантии – это первая проблема, которую еще предстоит решать. Но выпеизложенные исследования указывают на то, что с энергетической точки зрения существование плюмов тепловой природы вполне реально. Во всяком случае, тепловые плюмы являются предельным случаем плюмов более сложной природы. Основной вопрос для плюмов преимущественно тепловой природы состоит в выяснении возможности существования интенсивных локальных источников тепла с температурой, превышающей температуру плавления пород мантии на соответствующей глубине на 25–100 °С. Эти условия не выглядят чрезмерными. Выступы на границе ядро–мантия (высотой 20 км) или на границе верхняя–нижняя мантия (50 км) вполне могут быть локальными источниками тепла. Их диаметры, соизмеримые с высотой, имеют вполне допустимые размеры согласно приведенным выше оценкам. Минимальные диаметры источников тепла представлены на рис.4.30 и равны 5–20 км.

Три возможных типа плюмов: пришедшие от границы ядро–мантия с глубины 2900 км, от границы верхняя–нижняя мантия с глубины 660 км и от границы субдуктируемой плиты в тыловой части зон субдукции с глубин 100–300 км, имеют разные масштабы процесса, прежде всего длину и время своего подъема. Выше были приведены оценки для нижне- и верхнемантийных тепловых плюмов, время подъема которых 0,5–5 млн лет. Столь малое время подъема, возможно, является предельным; при более сложных условиях плавления оно может быть и больше. Но именно малое время может объяснить кажущуюся неподвижность горячей точки и независимость движения плюмов относительно движущихся литосферных плит. Периодичность магнитных инверсий и геологических процессов, связанная с мантийными плюмами [Larson, Olson, 1991; Mazaud, Laj, 1991] порядка 30 или 15 млн лет, также свидетельствует в пользу короткого времени (менее 5 млн лет) подъема мантийных плюмов. Независимый анализ проявления важнейших геологических событий за последние 250 млн лет выявил главную периодичность в

26,6 млн лет [Rampino, Caldeira, 1993], что с учетом погрешности можно принять равной 30 млн лет. Здесь важно отметить, что периодичность плюмов 15–30 млн лет возможна лишь при $t \leq 5$ млн лет.

Связь интенсивности мантийных плюмов с инверсией магнитного поля [Larson, Olson, 1991; Larson, 1991], а также аналогия в возникновении и периодической миграции к экватору солнечных пятен и "горячих точек" Земли [Stothers, 1993] свидетельствуют в пользу зарождения большинства горячих точек на границе ядро–мантия.

Однако из действующих горячих точек, возможно, только Гавайская обнаруживает геохимические признаки, в частности, максимальные аномалии по изотопам гелия [Irvine, 1988; Larson, Olson, 1991], которые могут доказывать их происхождение от границы ядро–мантия.

Мощность этого самого крупного плюма оценивается около $3 \cdot 10^8$ кВт [Davies, Richards, 1992], что равно максимальной величине, полученной нами (см. рис.4.28). Однако эта оценка завышена, так как сделана из расчета работы плюма по деформации движущейся литосферы за время, меньшее, чем время образования самого плюма. Согласно нашим исследованиям, средняя мощность плюмов может изменяться в диапазоне $4 \cdot 10^6 \div 7 \cdot 10^7$ кВт. По данным работ P. Molnar, T. Atwater [1973], H. Nataf et al. [1981], суммарная мощность всех современных плюмов $2{,}5 \cdot 10^8$ кВт, что при числе плюмов 36 (см. рис. 4.17) дает среднюю мощность $7 \cdot 10^7$ кВт, при n = 100, средняя мощность равна $2{,}5 \cdot 10^6$ кВт.

Многие горячие поля и соответствующие им плюмы, в частности, проявленные на поверхности кимберлитовым или щелочно-базальтовым магматизмом, образуются вблизи границы верхней и нижней мантии по модели Рингвуда [Ringwood, Irifune, 1988; Ringwood et al., 1992; Haggerty, 1994]. В этом случае под ними располагался нижнемантийный плюм, который вблизи границы с тугоплавким гранатитовым веществом слоя в верхней мантии растекался подобно грибу (см. рис.4.23). Это широкое пятно могло рождать несколько локальных плюмов диаметром 50–100 км. Другими словами, "горячие поля" по модели Л.П. Зоненшайна и М.И. Кузьмина [1983, 1993а,б], состоящие из нескольких взаимосвязанных верхнемантийных плюмов, могут рождаться и под влиянием одного – двух грибообразных нижнемантийных плюмов, например, крупнейший Монгольский суперплюм [Windly, Allen, 1993], над которым возникают несколько локальных плюмов. Аналогичная модель предложена в работах [Ringwood et al., 1992; Haggerty, 1994].

По модели Хаггерти [Haggerty, 1994], кимберлитовые суперплюмы рождаются в периоды спокойного магнитного поля, что по модели Ларсона–Олсона [Larson, Olson, 1991] означает спокойную конвекцию во внешнем жидком ядре и отсутствие перегрева, объясняемого хорошим теплоотводом благодаря интенсивным плюмам. Доказательством нижнемантийного происхождения плюмов, рождающих кимберлитовые магмы, являются не только мейджеритовый гранат, устойчивый в переходной зоне верхней мантии на глубине 400–650 км, но и находки в алмазе, вынесенном кимберлитами, стишовита, ферропериклаза, магнезиовюстита [Haggerty, 1994]. Систематизация данных по кимберлитовым суперплюмам приведена на рис.4.32. Кимберлиты известны с возраста 1,1 млрд лет, алмаз еще древнее (до 3,3 млрд лет),

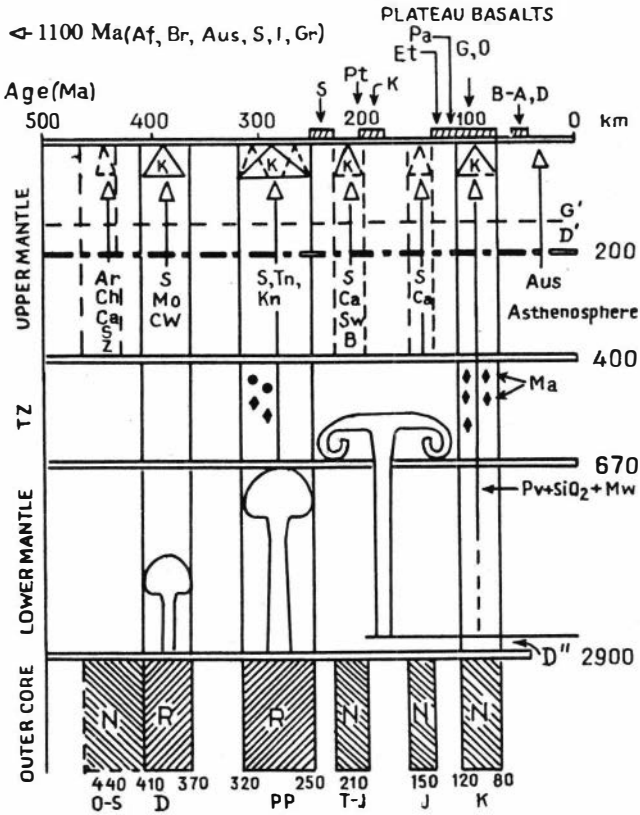


Рис. 4.32. Схема выплавления "суперкимберлитовых плюмов" [Haggerty, 1994]. На оси времени (0–500 млн лет) показана (внизу) эпоха нормального (N) и обратного (R) постоянного магнитного поля (суперхроны) и (вверху) эпоха ("пульсы") кимберлитового магматизма (включая "пульс" 1.1 Ga) и платобазальтов.

По вертикали показано строение нижней мантии (2900–670 км), переходной зоны (TZ 670–400 км), верхней мантии, включая астеносферу (400–200 км) и литосферу (< 200 км), важнейшие минеральные реакции (перовскит (Pv) + SiO_2 + магнезиовюстит (Mw); майджеритовый гранат (Ma), переход алмаза в графит (D и G). Кимберлиты: Af – Африка, Ar – Архангельск, Aus – Австралия, B – Ботсвана, Ca – Канада, Ch – Китай, CW – Колорадо, Gr – Гренландия, I – Индия, Kn – Кентукки, Mo – Миссури, S – Сибирь, Z – Зимбабве. Платобазальты: B–A – Брито-Арктическая провинция, D – Деккан, Et – Этендека, G – Гондвана, K – Карру, O – плато Онтонг, Pt – Патагония, Pa – Парана, S – Сибирь.

но главные максимумы кимберлитов 440–460 млн лет, 410–400 и 380–370 млн лет, 320–250 млн лет, 220–200 млн лет, 160–140 млн лет, 120–90 млн лет, которые совпадают с главными суперхронами, характеризующими стабильное магнитное поле в ядре.

Геометрия плюмов на рис.4.32 приведена в соответствии с модельными экспериментами [Kellog, Turcotte, 1990; Ringwood et al., 1992]. Высота плюмов отражает интенсивность кимберлитового магматизма для соответствующих эпох, хотя эта корреляция достаточно условна. Наибольшая активность кимберлитового магматизма в мезозое и особенно – в мелу. Все этапы кимберлитового магматизма представлены в Сибири. Разные периоды щелочно-базальтового и кимберлитового магматизма сопоставлены на рис.4.32 (вверху) и показывают, что кимберлитовые плюмы отличаются от плюмов, рождающих щелочно-базальтовые магмы.

Наконец, наличие мейджерита – доказательство глубинного происхождения кимберлитового плюма, показано не только для мезозойских кимберлитов, но и для палеозойских кимберлитов Архангельска и Сибири в соответствии с новыми находками [Соболев, 1994, устное сообщение].

Типичным примером стабильного плюма, существующего более 100 млн лет, является Исландский плюм. Схема перемещения Гренландии и Северо-Американской плиты над ним по разным реконструкциям показана на рис. 4.33.

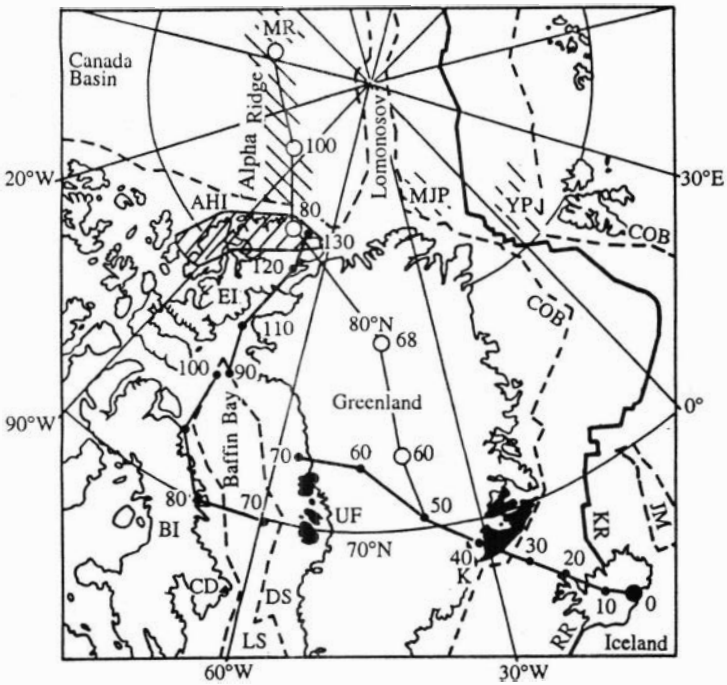


Рис. 4.33. След движения плит над Исландской горячей точкой.
Залитые точки показывают палеопозиции горячей точки через каждые 10 млн лет по реконструкции [Lawler, Muller, 1994], открытые кружки – палеопозиции по реконструкции [Forsyth et al., 1986]. AHI - о-в Аксель Хейберг; BI – Баффинова Земля; CD – мыс Дайер; DS – пролив Дэвиса; EI – о-в Эллесмер; JM – Ян Майен; K – Кангерлуссуяк; KR – хребет Колбеннсей; LC – Лабрадорское море; MJP – плато Мориса Джессона, MR – хребет Менделеева; RR – хребет Рейкьянес; UF – фьорд Уманак; YP – плато Ермак; COB – границы континент–океан – и позиция трога Баффинова залива, раскрытого после 70 млн лет. Черные и заштрихованные поля показывают излияния лав, связанных с горячей точкой.

В современном виде возникает сложная картина вследствие взаимодействия поднимающегося плюма с быстрыми конвективными течениями в верхней мантии. Т. Ирвайн [Irvine, 1991] предполагает, что картина плюма в астеносферном потоке может быть сходна с вихревым смерчем в потоке атмосферного урагана. Эта принципиальная схема, показанная на рис.4.34, построена для Исландского плюма, исходя из реальной сейсмической картины под Исландией [Triggvason et al., 1983]. В этой картине в поверхностных слоях (0–75 и 75–175 км) центральные восходящие потоки окружены почти концентрически нисходящими потоками. В слое *A* картина приспособлена к линейной структуре Срединно-Атлантического хребта, в слое *B* – более симметричная и расплывчатая. Центральная область интенсивных течений на рис.4.34, *A* около 200×800 км, в слое *B* 500×500 км. В более глубоких слоях *C* и *D* поток становится асимметричным – восходящие потоки концентрируются на востоке, нисходящие – в западной стороне "вихря", причем его размеры в поперечнике для слоя *C* порядка 250×250 км и *D* (на глубине 275–375 км) около 150×300 км (поток ориентирован перпендикулярно СОХ).

Эти параметры и принципиальная схема потока, несмотря на ее условность, совпадают с другими расчетными и экспериментальными данными. В частности, С.В.Соболев [1979], исходя из поверхностных проявлений кимберлитовых полей и оценок скорости подъема, оценил размеры мантийных плюмов в поперечнике в 100-200 км. В наших экспериментах [Добрецов и др., 1993; Кирдяшкин и др., 1987] стационарный плюм имел режим пограничного слоя в верхней части, где восходящий поток располагался в центральной части плюма, нисходящий – по краям. Этот режим ниже сменялся режимом, где восходящий поток располагался у одного края эллиптического сечения канала, нисходящий – у противоположного края. Ячейки с разным режимом течения винтообразно смещались при функционировании плюма, что может отражаться на поверхности с течением времени круговыми (см. рис.4.34,*C,D*) и S-образными или петлеобразными структурами, как в цепи Гавайских островов – Императорских гор, которые отражают след от движения Тихоокеанской плиты над Гавайским плюмом (см. рис.4.18).

Эти схематические модели требуют дальнейшего изучения и не исключают альтернативных моделей; в частности, должны оставаться в поле внимания природа границы ядро–мантия [Bochler, 1992; Ringwood et al., 1992], термоконцентрационные модели плюмов, модели, связанные с неустойчивостью и перестройками конвективных течений в верхней мантии.

Наиболее определенные суждения в рамках тепловой модели могут быть высказаны в отношении мантийных плюмов, рождающихся в тыловой зоне субдукции. Вулканы и вулканические зоны, сопряженные с зонами субдукции, мало смещаются относительно островных дуг и континентов, т.е. движутся вместе с континентами, в отличие от других плюмов, где перемещение плит проявлено относительно малоподвижных горячих точек глубокого мантийного происхождения. Это указывает на постоянное положение источника плавления относительно континента или островной дуги. Локальные источники плавления в этих случаях

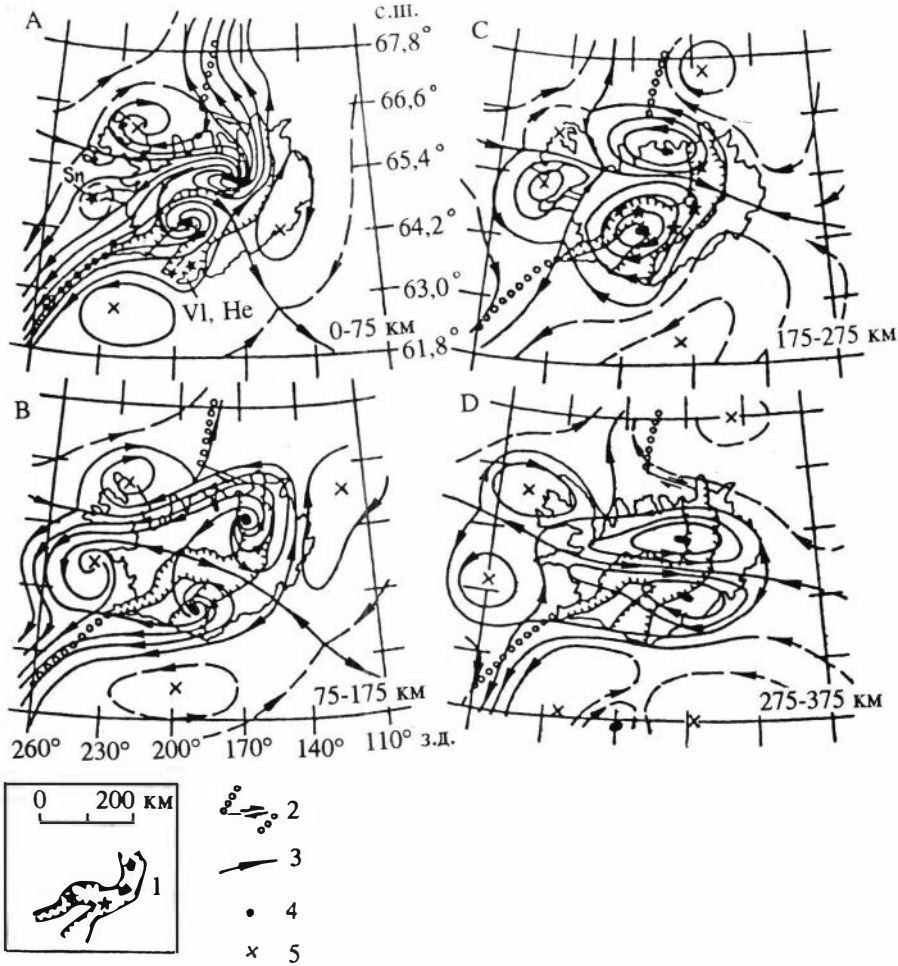


Рис.4.34. Интерпретация сейсмической картины над Исландией в рамках модели горячей струи:

1 – Исландская рифтовая зона с главными вулканическими центрами; 2 – ось СОХ вне Исландии; 3 – линии течения; 4 и 5 – центры подъемных и опускных потоков соответственно [Irvine, 1991].

могут возникать из-за осредненно-стационарного опускания литосферной плиты в области субдукции, в том числе и опускания легкоплавкого корового вещества в зону температуры, достаточной для его плавления, благодаря чему положение зоны плавления долгое время сохраняется на одной и той же глубине. Область зарождения очагов плавления под вулканами начинается с глубины 100–125 км, где наблюдается наибольшая сейсмическая активность [Turcott, Shubert, 1982], указывающая на наличие разрывов литосферы (см. также рис.4.1). Через места разрыва литосферы может проникать менее вязкое и более высокотемпературное

вещество астеносферы. Таким образом, при относительном перемещении литосферы океана и континента могут создаваться в зонах субдукции локализованные и неподвижные источники плавления относительно островодужной или континентальной плит.

Проанализируем энергетические характеристики источников тепла и время проплавления островодужной литосферы с глубины 120–160 км. При значении ΔT_1 = 500 °С и $\lambda_т$= 4 Вт/м·град необходимая тепловая мощность очагов плавления равна 10^6 кВт (см. рис.4.26). В этом случае при $\Delta \overline{T}_0$ = 50 °С и $\nu = 1–10^2$ м^2/с минимальный диаметр источника тепла (точнее, ширина зоны плавления) составляет 1,5–4 км. Согласно зависимости (4.18), предельная глубина проплавления может равняться 320 км и при x = 160 км, $\overline{x}$ = 0,5. Из соотношения (4.29) следует, что $t = 4 \cdot 10^4$ лет, что соответствует вспышкам вулканизма длительностью около 100 тыс. лет, наблюдаемым не только в островных дугах, но и в океанических рифтовых зонах [Ueda, 1982; Добрецов, 1988; Зоненшайн и др., 1989].

Таким образом, как геологические факты, так и теоретическое моделирование тепловых мантийных плюмов показывает их реальность с энергетической точки зрения. В зависимости от стадии процесса и мощности источника плавления в мантийных плюмах могут сочетаться режим пограничного слоя и режим теплопроводности. При последнем возникает неустойчивость канала и его вращение в форме бегущей волны (см. рис.4.25). Такая картина наблюдается при развитии некоторых горячих точек (см. рис.4.18, 4.34). Сочетание быстрых плюмов (время подъема 1–5 млн лет) и медленной тепловой конвекции в мантии (с периодом обращения ячейки 60–90 млн лет в верхней и 400–450 млн лет в нижней мантии) объясняет основные особенности динамики мантии и относительную стационарность плюмов.

Наиболее сложным в тепловой модели является вопрос о природе локального источника тепла, хотя его геометрические размеры приблизительно могут быть оценены так: высота около 10 км, диаметр не более 50 км. О природе источника нагревания и рождения плюма можно высказать лишь общие соображения, исходя из петрологических и экспериментальных данных.

Вполне вероятно, что жидкое внешнее ядро имеет сложный состав, в котором преобладает расплав $Fe + Ni + FeO + X$ [Добрецов, 1980; Bochler, 1992], где X может быть существенное количество растворенного водорода, серы (FeS) и углеводородов. При интенсивной конвекции в жидком ядре водород может накапливаться в верхнем слое, понижая его плотность и приводя к гравитационной неустойчивости. В местах вздутия этого слоя начинается выделение флюида углерод-водородного состава, что обеспечивает выделение тепла за счет данной реакции дегазации и окисления флюида за счет реакции с более окисленными породами мантии. Таким образом, проплавление нижней мантии может происходить по принципу "газовой горелки". Водород и углеводороды при движении вверх окисляются и превращаются в смесь $H_2 + H_2O + CO_2$, взаимодействие которой с гранатитовым слоем C, по модели Рингвуда [Ringwood et al., 1992], рождает кимберлитовую магму. Эта обобщенная модель требует дополнительного рассмотрения и уточнения. Возможны и другие модели, связанные с неустойчивостью слоя D_2

в мантии. В частности, одной из первых моделей была модель объемного выделения "ядерного вещества" $Fe + FeO$ в этом слое и его стекание в ядро [Монин, Сорохтин, 1982; Сорохтин, Ушаков, 1991]. Возникает также вопрос о составе внутреннего ядра, которое, исходя из специфической физической модели, В.В. Кузнецов [1990] моделирует как сильно сжатую плазму. В таком случае это может быть железо-водород-углеродная плазма.

При высокой скорости подъема плюма (около 1 м в год) медленные конвективные течения в нижней мантии (порядка 1–2 см в год), как и медленные пульсации этой конвекции с периодом 400–700 млн лет, не будут влиять на устойчивость плюма. Скорее наоборот, мантийные плюмы в периоды суперплюмов могут ускорять и перестраивать течения в нижней мантии, что отражается в совпадении восходящих потоков в мантии и крупнейших плюмов.

4.11. Неустойчивость процессов в нижней мантии

Анализ конвективных течений в верхней и, особенно, нижней мантии, изложенный ранее, указывает на нестационарный характер протекания процессов.

Представленные в 4.1 оценки величины числа Ra, основанные на известной в настоящее время информации о структуре мантии, скоростях перемещения литосферы океана, геохимических данных, а также о структуре тепловых гравитационных течений в горизонтальном слое, подогреваемом снизу, показывают на значения $Ra = 10^5 \div 10^7$. При таких значениях Ra в горизонтальном слое уже существует нестационарный режим конвекции, а при $Ra > 10^6$ и развитый турбулентный режим, как это видно из рис.3.5.

Для мантийного вещества характерно большое значение числа Прандтля: $Pr \approx \approx 10^{21}$. Согласно диаграмме режимов течения (см. рис.3.5), в горизонтальном слое наблюдается слабое влияние числа Прандтля при $Pr > 20$ на границу турбулентного режима течения, а интенсивность теплообмена зависит только от числа Рэлея (3.32). Поэтому при анализе переходных и турбулентных мантийных течений можно основываться на экспериментальных данных, изложенных в разделе 3.6.

Время возникновения и развития конвекции в горизонтальном слое при скачкообразном наложении перепада температуры на горизонтальных поверхностях можно установить только при $Ra < 4 \cdot 10^4$ и число гомохронности (безразмерное время) в этом случае $Ho = 16{,}5 \pm 2$ (см. раздел 3.6). С гидродинамической точки зрения это время соответствует одному обороту частицы жидкости в ячейке в области максимального значения скорости. Течения в мантии при таких низких значениях $Ra < 10^4$ не характерны, но возможны в верхней мантии в астеносферных "линзах" и в областях, сопряженных с "горячей" субдукцией. Например, при толщине слоя астеносферы $l = 100$ км, $a = 10^{-6}$ м^2/с, $Ra = 10^4$, согласно соотношению (3.48) t ≈ 56 млн лет.

Зачастую, как уже указывалось выше, в верхней и нижней мантии свободноконвективные течения возникают и протекают при $Ra >> 10^4$. При таких значениях Ra уже нельзя проследить за временем развития конвекции, так как быстрее

возникают короткопериодные возмущения, характерные для неустойчивой и турбулентной конвекции (см. рис.3.14а,б).

В режиме турбулентной свободной конвекции временным масштабом является время перестройки ячеистой структуры, связанной с модификацией формы ячейки, с гибелью одних и возникновением других ячеек. Это длиннопериодные колебания температуры, на фоне которых существуют короткопериодные, вызванные нестационарностью течения и теплообмена в самой ячейке. Короткопериодные возмущения (см. рис.3.15б) на порядок отличаются от длиннопериодных.

Согласно анализу экпериментальных данных (см. раздел 3.6), число Ho для короткопериодных возмущений при $Pr > 20$ равно 4,7.

Проведем оценки времени колебания процессов в задуговой области при $Ra = 10^5$ и $l = (1\div2)\cdot10^5$ м, $a = 10^{-6}$ м^2/с. В этом случае, согласно соотношению (3.48), найдем, что характерные времена этих процессов t = 4,5÷19 млн лет. Эта нестационарность может проявляться в виде колебаний тепловых потоков и изменений рельефа поверхности.

Для нижнемантийных течений при $Ra = 10^5\div10^7$, $a = 10^{-6}$ м^2/с и $l = 2{,}1\cdot10^6$ м характерные короткопериодные времена колебания процесса конвекции будут равны 210÷660 млн лет. Для длиннопериодных колебаний, обусловленных перестройкой структуры ячеек, это время следует увеличить, согласно экспериментальным данным (см. рис.3.15б), в 20 раз, т.е. t = 4,2÷13,2 млрд лет. Иными словами, время перестройки ячеек соизмеримо или превышает возраст Земли.

Эти результаты соответствуют экспериментам, проведенным при стационарных граничных условиях без изменения температуры на поверхностях теплообмена во времени. В реальных геодинамических условиях структура нижнемантийных течений зависит от условий в верхней мантии и на границе ядро–мантия. Эти условия меняются с изменением структуры верхнемантийных течений (с перескоком зон субдукции, перемещением материков, смещением океанических хребтов и т.д.) и жестко отражаются на структуре нижнемантийных течений, прослеживаясь по мере структурных перестроек верхней мантии. Следует ожидать, что на структуре нижнемантийных течений скажутся и особенности процессов, протекающих на границе ядро–мантия, которые в настоящее время остаются малопонятными.

Из вышеизложенного можно предположить, что структура нижнемантийных течений в значительной степени управляется граничными условиями (верхней мантией и границей ядро–мантия), в свою очередь, влияя на последние.

В режиме турбулентного свободно-конвективного течения в горизонтальном слое, подогреваемом снизу, влияние теплового термика, отрывающегося с поверхности нагрева, на процесс переноса недостаточно изучено. Еще более неясно влияние локальных тепловых плюмов над локальными источниками тепла на конвективные ячеистые течения. Можно лишь прогнозировать взаимодействие этих видов течения на теплообмен в горизонтальном слое. При малом количестве локальных источников и их малой мощности можно сделать предположение о независимом их проявлении или определяющей роли ячеистых течений. В условиях мощного локального источника тепла ячеистые течения имеют подъемный поток в

месте его расположения. При больших количествах тепловых локальных источников определяющую роль будут иметь тепловые плюмы.

Еще более сложно представить процесс взаимодействия нестационарных источников тепла и ячеистых течений, для которых характерные времена процессов различаются на два порядка. Например, при прекращении действия интенсивных полей тепловых плюмов возникновение конвективных течений и их формирование составляет сотни миллионов лет. Поэтому в этот период на формировании ячеистых течений в нижней мантии скажутся верхнемантийные процессы, которые являются граничными условиями для конвекции в нижней мантии.

В дальнейшем необходимо моделировать процессы взаимодействия мантийных плюмов с тепловыми гравитационными течениями в нижней и верхней мантии.

Глава 5
Геодинамические процессы в литосфере и астеносфере

Опираясь на общую глобальную схему движений внутри Земли, рассмотрим подробнее наиболее важные геологические процессы в литосфере и на ее поверхности, обусловленные главным образом взаимодействием литосферы и астеносферы. Этот анализ начнем с взаимодействия астеносферы и литосферы в океанах, приводящего к океаническому спредингу и рождению океанической коры. К ним примыкает анализ рифтогенеза и образования пассивных окраин океанов. Затем перейдем к анализу процессов в зонах субдукции, приводящих к рождению островодужно-континентальной коры и специфических аккреционно-коллизионных комплексов. Наконец, в последней части главы рассмотрим зоны столкновения континентов и образование складчатых поясов, включая гранитный магматизм и метаморфизм.

В этом анализе мы используем как наши оригинальные данные и обзоры [Добрецов, 1980, 1981, 1994а,б; Кирдяшкин, 1985, 1989; Кирдяшкин и др., 1987; Добрецов, Кирдяшкин, 1991; Dobretsov, Kirdyashkin, 1992, 1994], так и многочисленные опубликованные данные.

5.1. Спрединг и рождение океанической коры

Как известно, спрединг и рождение новой океанической коры происходит в срединно-океанических хребтах (COX или MOR), которые образуют самую протяженную структуру Земли длиной более 60 тыс. км (см. рис.1.1, 1.2). Вместе с линиями спрединга в задуговых бассейнах и континентальными рифтами они представляют систему дивергентных (расходящихся) границ литосферных плит.

Эти хребты по скорости раздвижения и сопутствующим явлениям (рельеф, магматизм, гравитационные эффекты) можно разделить на следующие типы [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а; Small, Sandwell, 1994]:

1) высокоспрединговые (8–16 см/год); типичным примером является Восточно-Тихоокеанское поднятие;

2) промежуточные (5–8 см/год); типичным примером являются Срединно-Индийский и часть Тихоокеанских хребтов;

3) медленноспрединговые (2–5 см/год); типичный пример – Срединно-Атлантический хребет (САХ) и часть хребтов Индийского океана;

4) периокеанические хребты, переходящие в континентальные рифты, скорость спрединга в них, как правило, 1–2 см/год; типичный пример – Аденский залив и Красноморский рифт.

Средняя скорость спрединга в каждом типе удваивается от наиболее медленного четвертого типа (1,5; 3; 6; 12 см/год). Наряду с общими чертами (например, сходство состава базальтов во всех типах СОХ), вышеприведенные типы срединных хребтов обнаруживают множество отличий.

Рассмотрим кратко основные особенности каждого типа.

1. *Высокоспрединговые хребты.* Главная морфологическая черта таких хребтов, как Восточно-Тихоокеанское поднятие – наличие осевого хребта, возвышающегося над абиссальными равнинами 5000 м до глубин 2000–3000 м, в отличие от медленноспрединговых (типа Срединно-Атлантического хребта), для которого характерна осевая рифтовая долина глубиной до 4000–5000 м. Типичная батиметрия этих хребтов показана на рис. 5.1, из которого видно, что осевое поднятие в Восточно-Тихоокеанском поднятии шириной около 20 км проявлено на фоне широкой (до 50 км шириной) депрессии. Виден также более выровненный характер рельефа высокоспредингового хребта по сравнению с медленноспрединговыми. Профиль рельефа в стороны от хребта наилучшим образом описывается зависимостью $\Delta H = 0{,}35\sqrt{t}$, где ΔH – увеличение глубины по сравнению с осью хребта, в метрах, а t – возраст океанического дна, в млн лет.

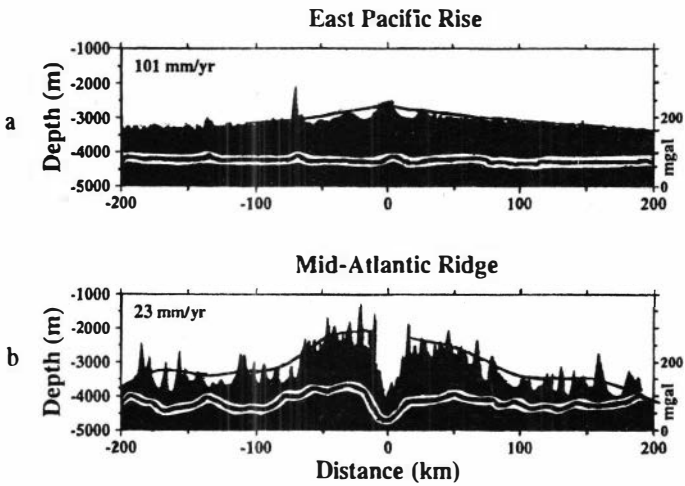


Рис. 5.1. Типичная батиметрия и гравитационные аномалии (толстая линия) быстро– (**a**) и медленноспредингового (**b**) хребтов [Small, Sandwell, 1994].

Зависимость рельефа и гравитационных аномалий от скорости спрединга показана на рис. 5.2. Для высокоспрединговых СОХ Тихоокеанского типа характерно постоянство рельефа и наличие небольших положительных гравитационных аномалий, независимо от скорости спрединга в интервале 8–16 см/год. Совершенно другая ситуация наблюдается в промежуточных и высокоспрединговых хребтах.

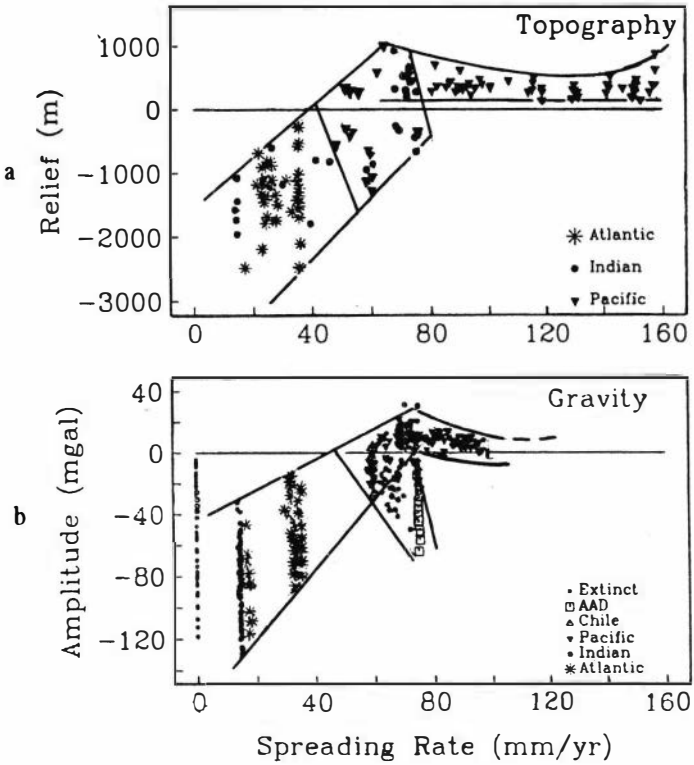


Рис. 5.2. Вариации рельефа хребтов (a) и гравитационных аномалий (b) в зависимости от скорости спрединга. Выделен участок промежуточных спрединговых хребтов (50-80 мм/год) с наибольшими изменениями [Small, Sandwell, 1994].

Вершина хребта в Восточно-Тихоокеанском поднятии совпадает с цепочкой вулканических построек, часто типа щитовых вулканов. На вершине, как правило, образуется осевая кальдера шириной 200–300 м и глубиной 50–100 м. Однако, как видно из рис. 5.3 и 5.4, современные извержения происходят не только в осевой кальдере, но рассеяны во всем осевом поднятии шириной более 10 км, причем обнаруживается сложное и асимметричное распределение лав и даек [Perfit et al., 1994]. Так, в северо-западном участке локализуются лавы с содержанием $MgO > 8$ %, в восточной части – лавы типа обогащенных базальтов СОХ (E–MORB, см. рис.5.3). В гипотетическом разрезе (см. рис.5.4), построенном с учетом геофизических данных [Sinton, Detrick, 1992], магматическая камера, включая кашеобразную переходную зону, имеет грибообразную форму размером 5×8 км, и осевую часть 5×1 км, насыщенную расплавом. Предполагаются также узкие дайкообразные каналы для глубинных расплавов типа E–MORB, смешение которых с

нормальными базальтами СОХ (N–MORB), а также дифференциация в камере обусловливают широкие вариации состава лав и даек.

В быстроспрединговых хребтах характерны также широкие вариации форм лав и экструзий (см. рис.5.4), с преобладанием подушечных и покровных лав. Подушечные и трубообразные лавы широко распространены и в медленноспрединговых хребтах. Покровные (лопастные, канатные и др.) лавы характерны для плоских поверхностей вблизи осевой части камеры, и вместе с лавовыми колодцами и колоннами характеризуют верхнюю бурлящую корку лавового озера [Francheteau et al., 1979]. Такие примеры описаны для территории хр. Хуан де Фука [Зоненшайн и др., 1989а], в экваториальной зоне Восточно-Тихоокеанского поднятия [Francheteau et al., 1979; Perfit et al., 1994] и других местах.

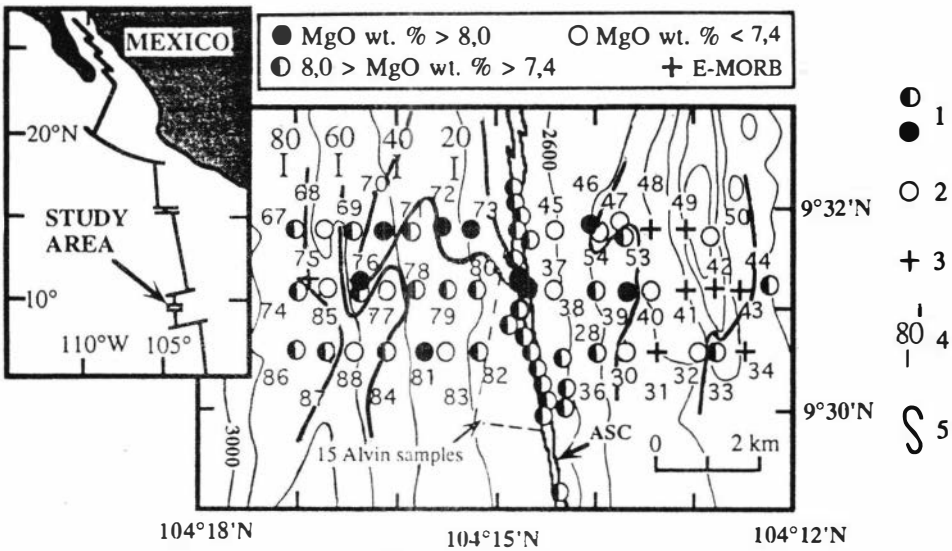


Рис. 5.3. Детально изученный участок Восточно-Тихоокеанского поднятия около 9°31' с. ш. Изобаты через 100 м, начиная с 2600 м по обе стороны от осевой кальдеры (ASC).
Химический состав каждой пробы базальтов по содержанию MgO: 1 – MgO < 7,4, 2 – нормальные MORB, 3 – обогащенные базальты; 4 – цифры 20-80 – возраст океанической коры (тыс. лет), принимая скорость спрединга 11 см/год [Perfit et al., 1994]; 5 – жирные линии, разделяющие типы базальтов (1,2,3).

2. *Промежуточные хребты* характеризуются переменной скоростью спрединга, быстрыми переходами от медленно- к высокоспрединговым хребтам, неустойчивостью своего строения. Типичным примером являются хребты Индийского океана, в которых скорость спрединга меняется от 2 до 8 см в год и более (см. рис. 5.2).

Типичные участки (*A, B, C* и *D*) Индийско-Антарктического хребта, в которых наблюдаются непосредственные переходы от быстро- к низкоспрединговым участкам, показаны на рис. 5.5 и 5.6: на участке *A* отмечается переход от низкоспредингового хребта в северо-западной части участка, где хорошо выражена осевая долина с симметричными, реже асимметричными приподнятыми бортами, в

высокоспрединговый хребет с осевыми прямолинейными поднятиями. В зоне перехода наблюдаются многочисленные трансформные разломы с разветвлениями и косыми оперяющими разломами, а также цепь вулканических гор, отражающих, возможно, след прохождения плиты над горячей точкой.

На участке *B* вновь высокоспрединговый участок переходит в низкоспрединговый, наблюдаются вулканические поднятия в зоне перехода и сложная система косых разломов, особенно в низкоспрединговой части. На участке *C*, где

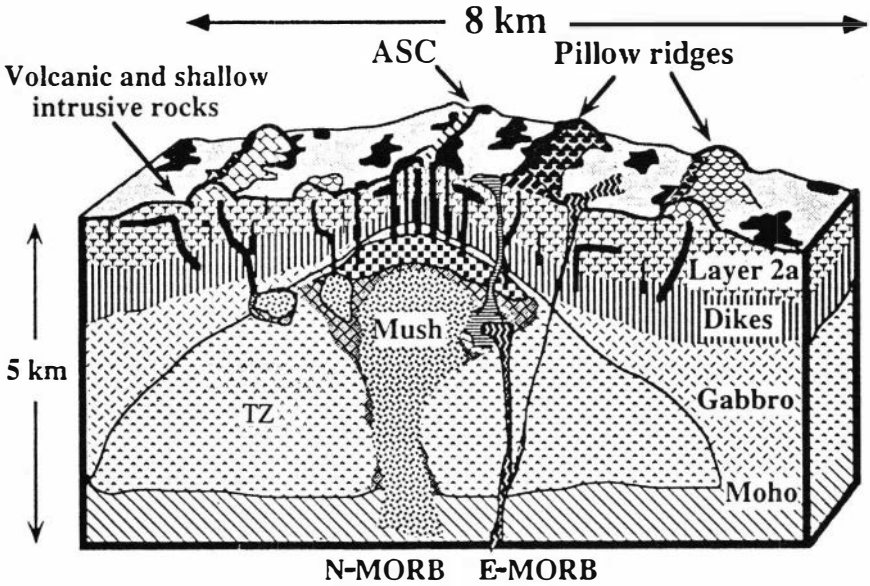
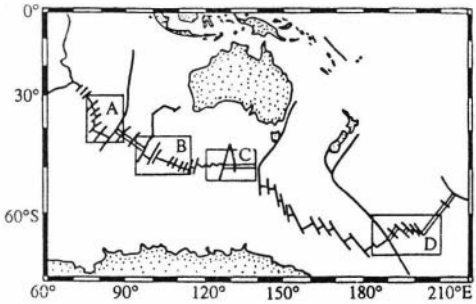


Рис. 5.4. Строение океанической коры участка 9°31′ (см. рис. 5.3) с учетом модели магматической камеры, представленной в работе J. Sinton, R. Detrick [1992]. Показано сложное и асимметричное распределение лав, даек и силлов вне осевой кальдеры (ASC). Часть лав происходит из промежуточной зоны (TZ) или в результате смешения с глубинными расплавами типа E-MORB [Perfit et al., 1994].

низкоспрединговый хребет при движении на восток еще раз переходит в высокоспрединговый участок, косые разломы характерны для высокоспредингового участка, а сдвоенные разломы – для низкоспредингового хребта. Наконец, для участка *D*, где еще раз низкоспрединговый хребет на северо-востоке переходит в высокоспрединговый участок, сдвоенные, реже косые разломы наблюдаются как на высокоспрединговом, так и на низкоспрединговом участках. Но на участках *C* и *D*, в отличие от *A* и *B*, не наблюдаются вулканические поднятия, связанные с горячими точками.

Рис. 5.5. Распределение участков A–D в Индийско-Антарктическом хребте, где происходит смена быстроспрединговых участков на медленноспрединговые.



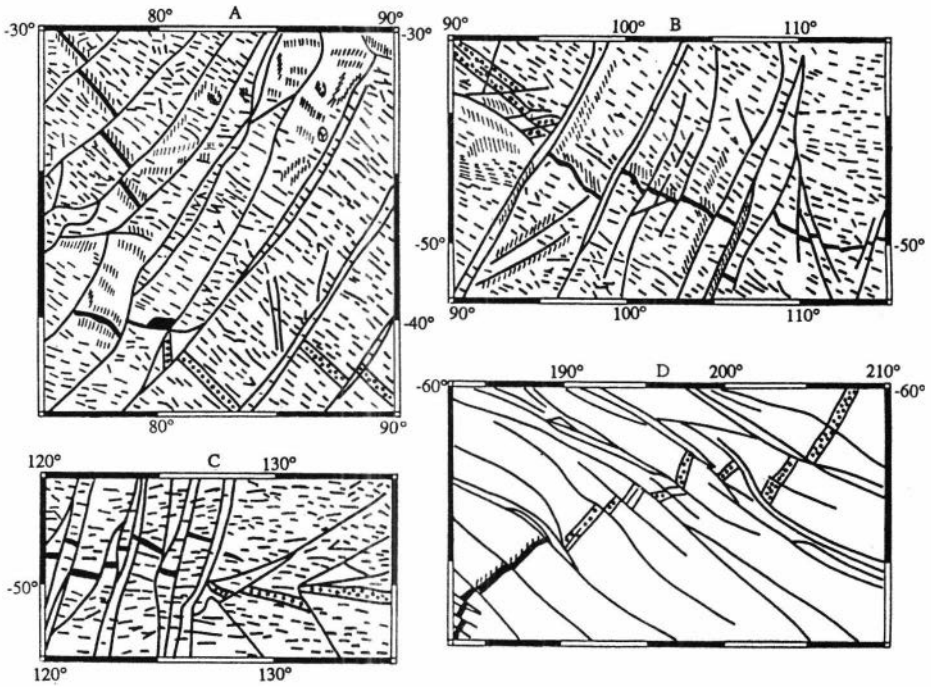


Рис.5.6. Строение участков A-D (см. рис. 5.5) по данным спутниковой альтиметрии.

Отрезки с точками – осевые поднятия быстроспрединговых участков, толстые линии с симметричной или односторонней штриховкой – осевые рифты и примыкающие поднятия медленноспрединговых участков. Мелкие штрихи показывают ориентировку микрорельефа океанического дна. Модифицировано из работы Sh. Small, D. Sandwell [1994].

Таким образом, в Индийско-Антарктическом хребте от точки тройного сочленения около 27° ю.ш., 70°в.д., до 210°в.д. наблюдаются три участка высокоспредин-

говых на фоне преобладающего низкоспредингового хребта (см. рис. 5.5). Все высокоспрединговые участки примыкают к крупным трансформам – сдвиговым границам микроплит (разлом девяностого градуса на участке *A*; разлом Маккуори у восточной границы участка *C*; разлом, выходящий к Новой Зеландии, на участке *D*).

3. Медленноспрединговые хребты наиболее детально изучены на примере экваториальной зоны Атлантического хребта. В них выделяют два типа рифтовых долин – нормальный преобладающий, и аномальный, развитый локально [Зоненшайн и др., 1989б; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а].

Примером нормальных долин является участок САХ в районе 37°с.ш., детально изученный по проекту Фамоус [Риффо, Ле Пишон, 1979], и аналогичные участки в других местах САХ и медленноспрединговых участках Индийско-Атлантического хребта (см. рис. 5.2 и 5.7). Здесь в центре долины располагается внутренний рифт шириной 4–5 км (редко до 12 км) и внутри него – еще более узкая (1–2 км) неовулканическая зона. Внутренний рифт обрамляется с обеих сторон лестницей из трех–четырех сбросовых уступов шириной 2–5 км и высотой 0,2–0,5 км. Общая высота лестницы около 1 км. Неовулканическая зона в оси рифтовой долины меняет высоту от 100 до 800 м, т.е. местами поднимается до высоты верхних ступеней лестницы уступов. Разная высота неовулканической зоны, интенсивность вулканизма и гидротермальной деятельности зависят от стадии цикла, в котором обычно выделяется вулканическая (или конструктивная) стадия длительностью 200–300 тыс. лет и тектоническая (или деструктивная) стадия аналогичной продолжительности. В тектонической стадии вулканические извержения отсутствуют или крайне редки и происходит разрушение вулканического хребта и формирование гигантских осыпей – каменных рек по склонам лестницы уступов. В вулканическую фазу извержение лав происходит краткими импульсами, разделенными промежутками покоя 5–10 тыс. лет. Предполагается [Gente, 1987], что в вулканическую фазу неовулканический хребет вырастает до высоты гребней, в тектоническую – он раскалывается и сбросовые уступы представляют собой, по существу, отодвинутые его части.

В нормальных долинах встречаются лишь пиллоу-лавы (преимущественно трубообразные потоки) мощностью 600–800 м, и лишь местами наблюдается верхняя часть комплекса параллельных даек.

Аномальные участки САХ характеризуются появлением высоких гор по бортам рифта (1,5–3 км над дном долины). Эти аномальные участки приурочены, как правило, к местам пересечения хребтов с крупными трансформными разломами, но наблюдаются также вдали от разломов в местах погружения самой рифтовой долины до глубины 3600–3700 м вместо средней глубины 2800 м. Такой участок изучен в районе ТАГ около 26°с.ш. [Зоненшайн и др., 1989а]. Здесь осевая неовулканическая зона, сопровождаемая полями гидротермальной деятельности (типа "черных курильщиков"), имеет ширину около 5 км (см. рис.5.7). Западный борт имеет то же строение, как в нормальных долинах (четыре уступа общей высотой 700 м). С восточной стороны над рифтовой долиной возвышается горный уступ высотой 1500 м. В его верхней части вскрыт весь разрез океанической коры – пиллоу-лавы мощностью ≥ 300 м, серия параллельных даек (300 м), изотропные

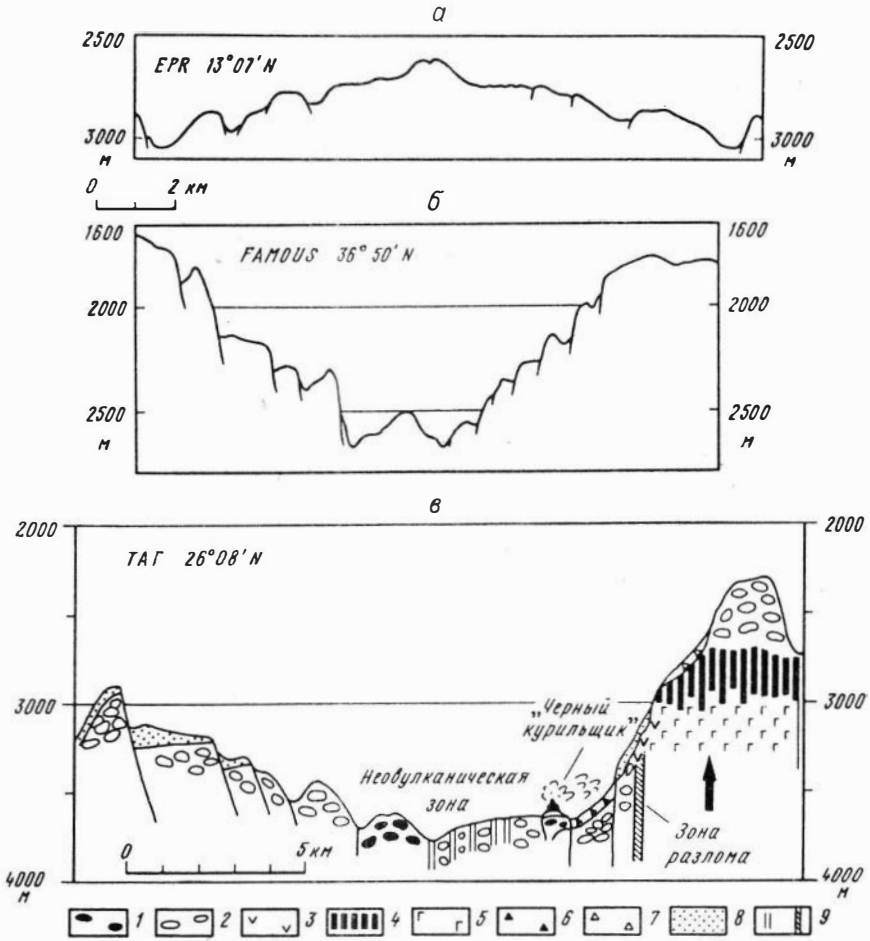


Рис. 5.7. Разрезы осевой части СОХ – быстроспредингового Восточно-Тихоокеанского поднятия (**а**) и медленноспредингового Срединно-Атлантического хребта – в районе FAMOUS (**б**) и в районе ТАГ, геологический разрез (**в**).

Лавы: 1 – молодые, 2 – более древние; 3 – измененные породы "черного курильщика"; 4 – параллельные дайки; 5 – габбро; 6 – зеленокаменные брекчии; 7 – глыбовые брекчии; 8 – осадки; 9 – различные разломы [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а].

габбро. Мощность комплекса (базальты + дайки) около 600 м, т.е. в 3 раза меньше нормальной мощности этого слоя. Дайки в этом и других аналогичных участках залегают строго вертикально и параллельно оси рифтовой долины, что указывает на отсутствие наклонов или деформаций блоков. Кроме габбро в аномальных

участках встречаются также пироксениты и серпентинизированные перидотиты, слагая иногда вершины рифтовых гор.

Наиболее сложное строение имеют участки пересечения САХ с крупными трансформными разломами. Такие примеры показаны на рис. 5.8 (разлом Кейн) и 5.9 (разлом 15°20′). Рельеф зон трансформных разломов объяснялся разными механизмами. Считается наиболее вероятным [Karson, Dick, 1983; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а], что морфология зон трансформных разломов с перепадом рельефа до 4000 м создается в местах их пересечения с рифтовой зоной и затем пассивно отодвигается от оси спрединга. При подходе к трансформному разлому дно рифтовой долины погружается до глубины 5000 м, и здесь возникает "нодальный" бассейн, рядом с которым возвышается поднятие внутреннего угла с превышением над опущенным дном до 4000 м.

В зонах пересечений, вероятно, происходят дифференцированные вертикальные движения: 1) погружение дна "нодальных" бассейнов в результате охлаждения литосферы за счет контакта с прилегающей уже охлажденной плитой (на рис. 5.8 в юго-восточном углу – контакт зоны САХ на севере с Африканской плитой, в северо-западном углу – контакт на юге с Северо-Американской плитой); 2) вертикальное поднятие "внутреннего угла" за счет проникновения воды в подошву коры и серпентинизацию перидотитов, вызывающее значительное увеличение объема. Цепочки отмерших поднятий "внутреннего угла" и впадин "нодальных" бассейнов, отодвинутые в сторону от осей спрединга, прослеживаются по обеим сторонам трансформного разлома, создавая характерный его рельеф (см. рис.5.8).

Механизм серпентинизации мантийного перидотита является, вероятно, общей причиной образования аномальных разрезов САХ и зон их пересечения с трансформными разломами [Bonatti, 1967; Зоненшайн и др., 1989а]. К этому механизму могут добавляться другие, например, сжатие в результате "косого" спрединга – несоответствия направления спрединга и простирания трансформного разлома. В этих случаях следует ожидать появления надвиговых структур.

Такая надвиговая структура в уступе поднятия внутреннего угла фиксируется по данным подводных наблюдений в другом типичном участке – районе разлома 15°20′ (рис. 5.9). Здесь выведены к поверхности обширные участки мантийных серпентинизированных перидотитов. Соотношение пород в этом участке, подсчитанном по результатам сотен пунктов драгирования, оказалось в пользу серпентинизированных перидотитов: перидотиты:габбро:(базальты+долериты даек) равно 40:30:30, причем доля даек не более 10–12 % [Добрецов и др., 1994]. Во многих местах фиксируется, что дайки долеритов и габбро внедрялись в уже серпентинизированные и поднятые перидотиты, и на их эродированную поверхность непосредственно изливались молодые и свежие базальты. Из рис. 5.9 видно, что гипербазиты преобладают в зоне трансформного разлома и на его южном борту, а полный разрез океанической коры вскрыт в восточном борту рифтовой долины в районе поднятия "внутреннего угла" и на северном борту трансформной долины. Состав минералов и расплавных включений в них показывает, что под рифтовой

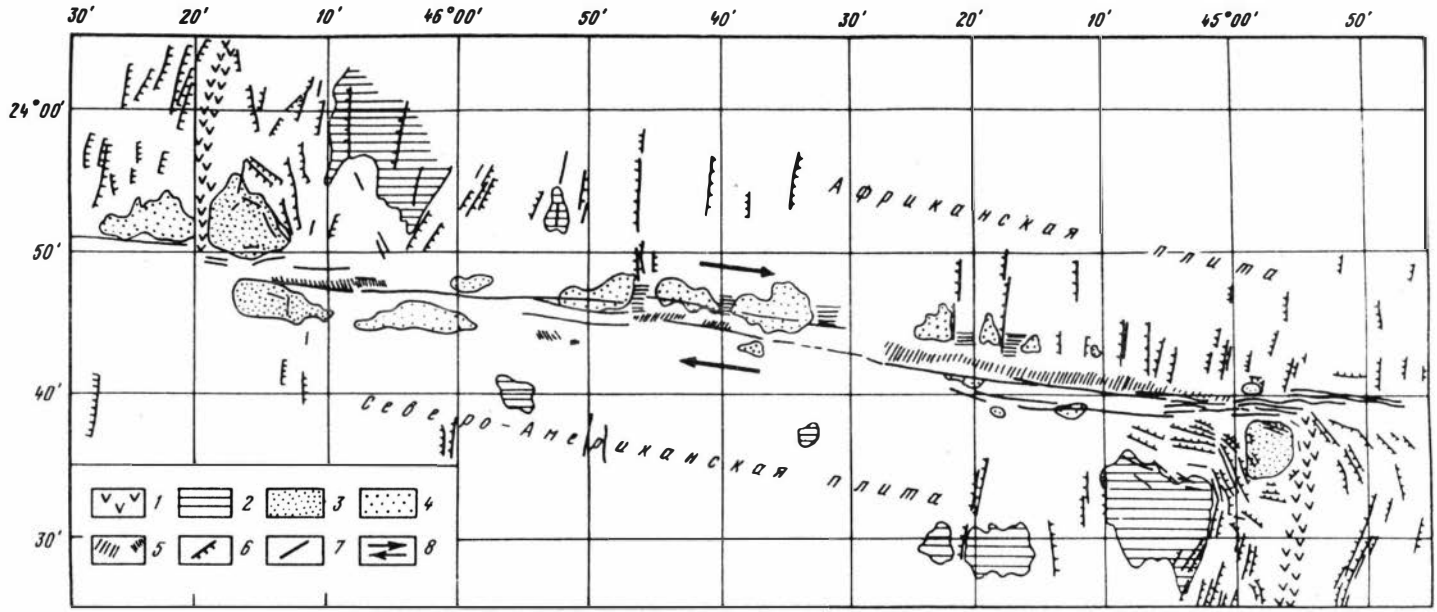


Рис. 5.8. Структурная схема разлома Кейн в Атлантическом океане [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]:
1 – неовулканическая зона, ось спрединга; 2 – рифтовые горы (с батиметрией менее 2 км); 3 – нодальные бассейны; 4 – древние депрессии (3,4 – глубина ≥ 5000 м); 5 – медианный хребет; 6 – сбросы; 7 – сдвиги зоны главного трансформного разлома; 8 – направления перемещений плит.

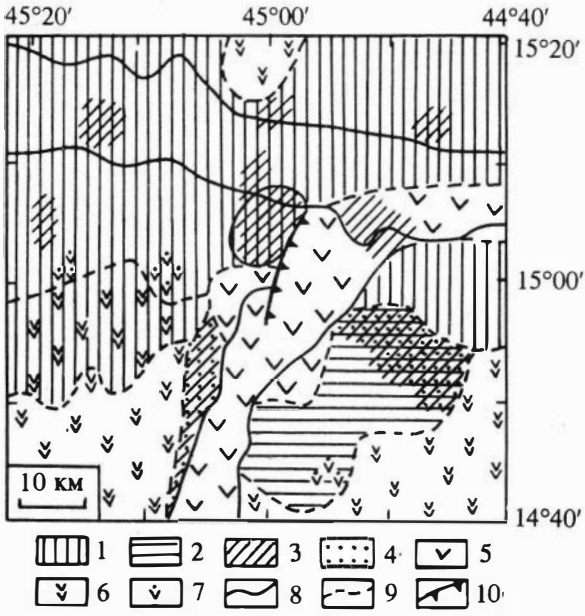


Рис. 5.9. Геологическая схема участка сочленения рифта САХ и разлома 15°20' [Добрецов и др., 1994]:
1 – гарцбургиты и апогарцбургитовые серпентиниты с отдельными телами габбро; 2 – лерцолиты с переменным количеством габбро; 3 – полный разрез (гипербазиты–габбро–дайки–долериты–базальты); 4 – полный разрез, включая метагаббро и бластомилониты по габбро; 5 – базальты молодые (зоны спрединга); 6 – более древние базальты; 7 – базальты, залегающие на гипербазитах; 8 – границы рифта и разломного трога; 9 – границы комплексов пород; 10 – глубинный надвиг по данным французской экспедиции.

долиной по обе стороны от трансформного разлома существуют независимые магматические резервуары [Добрецов и др., 1994].

Еще один характерный пример аналогичного строения литосферы САХ вскрыт в Королевском троге, между Испанией и современным Срединно-Атлантическим хребтом (рис. 5.10). В отличие от предыдущих примеров, здесь вскрыты породы древней океанической литосферы с возрастом 50–52 млн лет [Добрецов и др., 1991, 1994]. В хр. Палмер, расположенном между впадинами Фрин и Пик и представлявшем, вероятно, древнее поднятие внутреннего угла, наблюдается чередование блоков с большим количеством глубинных пород – перидотитов, габбро, габбро-амфиболитов (амфиболизированных метагаббро, флазер-габбро), а также брекчий, состоящих из угловатых обломков этих пород, и блоков с нормальным разрезом литосферы (снизу вверх): габбро, дайковый комплекс, пиллоу-базальты, эоценовые осадки. Мощность дайкового комплекса около 1000 м, базальтов – 600 м, что близко к средним мощностям океанической коры.

В составе базальтов, долеритов даек и габбро, кроме нормальных океанических базальтов (N–MORB), присутствует заметная примесь типа E–MORB и субщелочных базальтов, связанных с древней горячей точкой вблизи сочленения Африканской, Северо-Американской и Европейской плит, а также большое количество дифференцированных разностей, что особенно явно отражается в широких вариациях состава клинопироксенов [Добрецов и др., 1994].

Во всех случаях кора медленноспрединговых хребтов не имеет четко выраженного слоистого строения, как предполагается в усредненной модели океанической коры, и не выдерживается даже в высокоспрединговых хребтах. В низкоспре-

динговых хребтах кора имеет "клавишный" характер, состоит из поднятых блоков, включающих серпентиниты, и опущенных с "нормальным" разрезом литосферы. Другая особенность – это отсутствие постоянной магматической камеры под хребтом и импульсный характер магматизма, в промежутках между которыми наблюдаются лишь тектоническая активность и гидротермальные процессы, обусловленные фильтрацией океанической воды в остывающих трещиноватых породах коры. Эти особенности связаны с недостаточным поступлением магматических расплавов в зону спрединга, где формирующаяся океаническая литосфера находится на "голодном пайке".

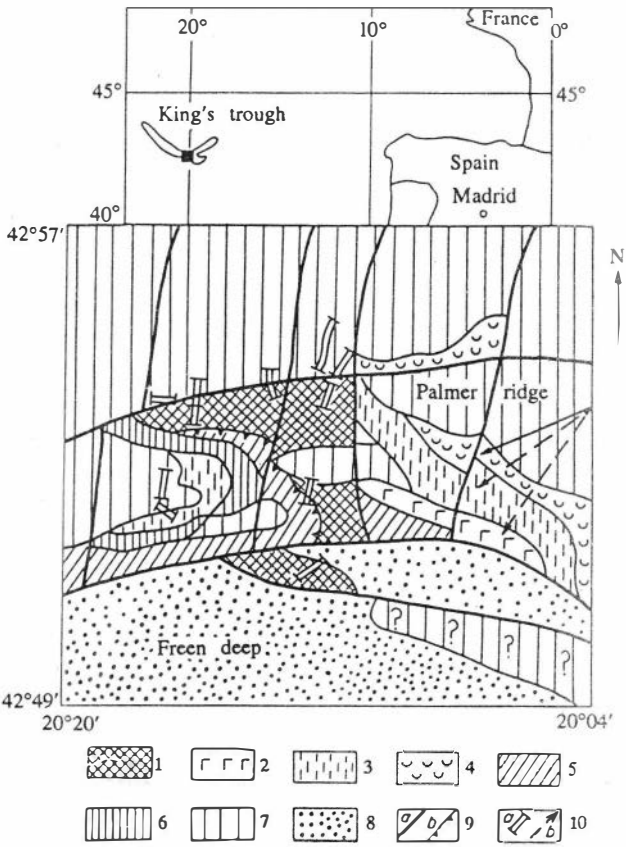


Рис. 5.10. Древняя зона сочленения САХ и трансформного разлома в троге Кинг, Северная Атлантика [Добрецов и др., 1994]. Вверху – местоположение Королевского трога, внизу – схема геологического строения хр. Палмер:
1 – серпентинизированные гипербазиты; 2 – габбро; 3 – габбро и долериты даек; 4 – базальты, пиллоу-лавы; 5 – метагаббро и амфиболиты; 6 – брекчии; 7,8 – осадки: 7 – эоценовые, 8 – современные; 9 – разломы (a) и надвиги (b); 10 – линии драгирования (a) и линии сканирования (b).

Однако усредненная за миллионы лет картина формирования океанической литосферы в медленноспрединговых хребтах достаточно устойчива и не отличается принципиально (по главной кинематике, составу преобладающих базальтов, недеформированности осадков на океанической древней литосфере) от высокоспрединговых хребтов и образующейся здесь литосферы. Эта стабильность нарушалась, по-видимому, лишь на ранней стадии развития САХ, когда возникало много параллельных рифтов и наблюдались перескоки зон спрединга. Такие

перескоки в Северной Атлантике фиксируются в районе Баффинова залива, в Карибском бассейне, в Северном Ледовитом океане. Напротив, в таких быстроспрединговых зонах, как Восточно-Тихоокеанское поднятие, перескоки зон спрединга наблюдались и в уже развитой океанической литосфере.

Чтобы оценить специфику начальной стадии медленноспрединговых хребтов, необходимо рассмотреть строение и развитие периокеанических рифтов типа Красного моря.

4. Периокеанические рифты. Как видно из рис. 1.1 и 1.2, Срединно-Индийский хребет к северу от тройного сочленения, показанного также на рис.5.5, непосредственно переходит в хр. Шеба – центр спрединга в Аденском заливе и далее через рифты Таджура, Афар и Данакильский, сочленяется с Красноморским и Эфиопским рифтами (рис. 5.11). Афар является зоной тройного сочленения Аденского, Красноморского и Эфиопского рифтов. Но Аденский и Красноморский рифт имеют все признаки океанических медленноспрединговых рифтов: скорость спрединга в них соответственно 2,0 и 1,6 см/год, в осевой зоне формируются типичные срединно-океанические базальты. Эфиопский рифт типично внутриконтинентальный; при скорости спрединга 0,4 см/год в нем произошло растяжение на 40 км и утонение на 10 км континентальной коры [Казьмин, 1987]. В Эфиопском рифте преобладают кислые вулканиты и щелочные базальты и лишь в осевой зоне шириной 4–5 км, примыкающей к Афару и в самом Афаре, изливаются базальты переходной серии, которые отличаются от базальтов СОХ повышенными содержаниями калия и редких литофильных элементов.

Западное окончание Аденского рифта, примыкающее к Афару – рифт Азаль, начал раскрываться лишь 10 млн лет назад. В неовулканической зоне здесь изливаются базальты, близкие к E–MORB и отличающиеся лишь незначительно повышенными содержаниями *Ti*, *K*, *Ba*, *Sr*, *Rb*, *Zr*. В это же время (8 млн лет назад) произошло отчленение Данакильской микроплиты, ставшей промежуточной между Аравийской и Африканской плитами. До этого, по-видимому, Красноморский рифт соединялся напрямую с Аденским через рифт Таджура (см. рис.5.11). Сам Красноморский рифт прошел длительную эволюцию в течение 40 млн лет [Колман, 1984]. На первом этапе, после этапа сводового поднятия, этот рифт был аналогичен Эфиопскому. На втором, после 25 млн лет, когда начала формироваться система Восточно-Африканских рифтов, центр интенсивного спрединга располагался в северо-восточном борту Красноморского рифта, где сформировался комплекс Тихама–Азир, который Р. Колман [1984] трактует как офиолиты особого типа. Здесь в растягивающуюся континентальную кору внедрялись параллельные дайки и расслоенные габбровые тела. Между параллельными дайками сохранились сиалические блоки (скрины) сиалической коры, которые частично расплавились и превратились в кислые дайки. Поэтому в дайках и реликтовых лавовых покровах наблюдается комбинация первичных базальтов, близких к MORB, вторичных кислых расплавов и субщелочных базальтов (гибридных или глубинных расплавов). Наконец, 8–10 млн лет назад одновременно с формированием рифта Азаль континентальная кора в Красноморском рифте лопнула и начала формироваться океаническая кора, а ось спрединга сместилась к юго-западу, к современному

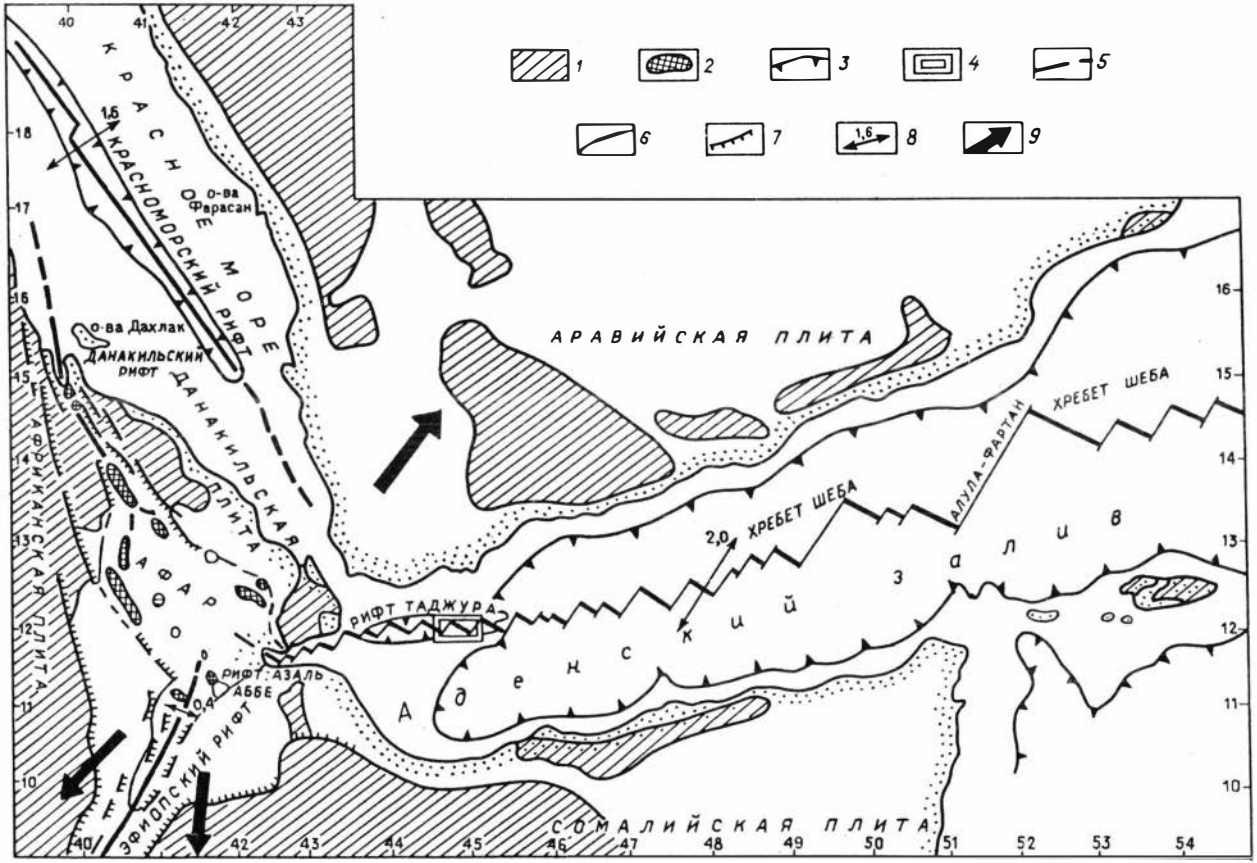


Рис. 5.11. Тройное сочленение Красноморского, Аденского и Эфиопского рифтов [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]:
1 – домиоценовое основание; 2 – осевые вулканические хребты Афара; 3 – изобата 1000 м; 4 – полигон Таджура; 5 – границы раздвижения плит; 6 – разломы; 7 – сбросовые уступы; 8 – направление и скорость спрединга; 9 – направление движения плит.

положению осевой долины Красноморского рифта, где образуются типичные базальты MORB [Альмухамедов и др., 1985]. Другая особенность эволюции названных рифтов – создание системы трансформных разломов. В Эфиопском рифте их нет, в Краспоморском они только начали формироваться, в рифтах Азаль, Таджура, хр. Шеба сформировалась густая сеть трансформных разломов (на 11° – 25 трансформных разломов) с небольшими смещениями (20–30 км) осевой долины. В более развитой системе медленноспрединговых хребтов (западная часть хр. Шеба, Срединно-Индийский, Срединно-Атлантический хребты) часть трансформов отмирает и появляются крупные смещения (см. рис. 5.6 и 5.11), хотя среднее расстояние между трансформами 0,5° (50–60 км). Наконец, в высокоспрединговых хребтах среднее расстояние между трансформами 3–5°, т.е. 350–550 км (см. рис. 5.3, 5.6). Для Срединно-Атлантического хребта в зоне между южным и северным тропиками среднее расстояние между трансформами около 250 км, т.е. промежуточное между медленно- и высокоспрединговыми, но расстояние и здесь неравномерное, с модами около 60–100 и 300–350 км.

Рифтовые долины СОХ, занимая около 0,01 % площади океиов, вмещают около трети активных гидротермальных источников, с которыми связано сульфидное и окисное рудоотложение. В целом система спрединговых хребтов составляет 30 % площади океана и вмещает две трети гидротермальных полей и рудных объектов. Остальная часть приурочена к трансформным разломам за пределами СОХ или к окраинным морям [Зайков, Зайкова, 1994].

Большинство продуктивных гидротермальных полей приурочено к зонам спрединга со скоростью 4–8 см/год. Здесь проявлены гидротермы разной интенсивности и отмечаются все типы рудных объектов, в том числе "черные курильщики" с температурой до 350–400 °С, отлагающие массивные сульфидные руды, и "белые курильщики", отлагающие сульфаты, карбонаты, опал [Гидротермальные системы..., 1993]. При низкоскоростном спрединге гидротермальная деятельность менее интенсивна, обычно характеризуется невысокими температурами (менее 150 °С), проявлена в прожилково-вкрапленном сульфидном оруденении в базальтах и габбро, окисно-силикатных "рудных корках", рудных стеклах [Шарапов, 1994]. Однако открыты и проявления массивных сульфидов на некоторых участках САХ и в пределах хр. Горда с низкими скоростями спрединга [Зайков, Зайкова, 1994].

Предполагается, что глубинная часть гидротермальных систем, где просачивающаяся вода взаимодействует с нагретыми породами около магматической камеры, имеет температуру до 400 °С и давление 200–500 атм [Гидротермальные системы..., 1993]. Температура рудоотложения зависит от степени разбавления исходного флюида морской водой (рис. 5.12). Из почти неразбавленных растворов (температура 200–350 °С) отлагаются сульфиды цинка и меди, обычно в форме конусов высотой до 70–100 м. При разбавлении и снижении температуры (ниже 200–150 °С) они сменяются сульфатами бария и кальция (барит, ангидрит), ассоциирующими с вторичными сульфидами *Au* и *Ag*. При дальнейшем разбавлении (T ~ 100 °С) преобладают отложения нонтронита, оксигидратов железа и марганца (часто карбонатсодержащих), опала, оксигидратов.

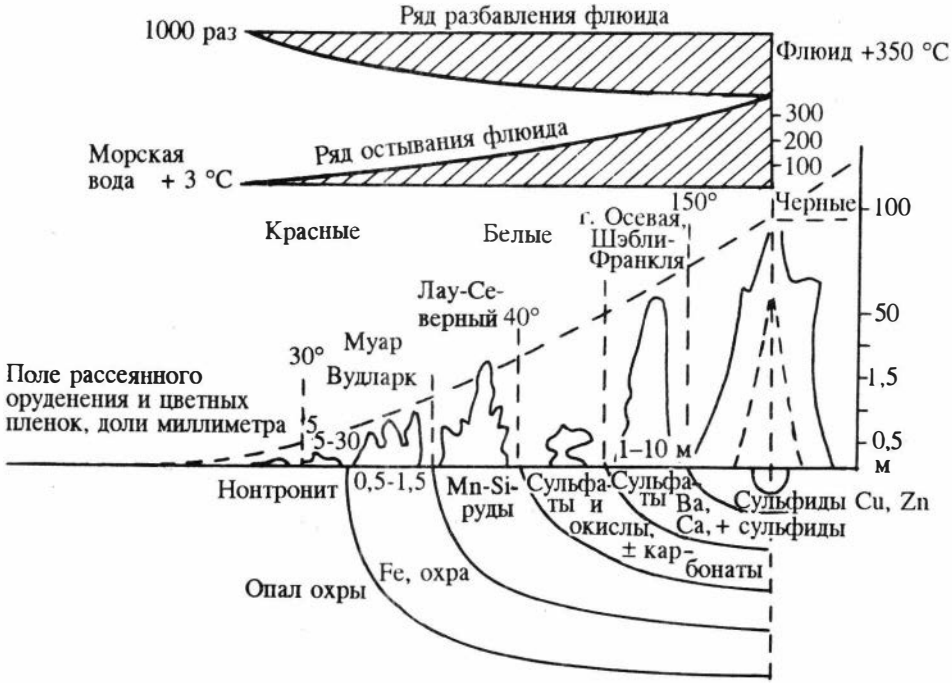


Рис. 5.12. Зависимость размера, формы и состава гидротермальных построек от температуры и ряда остывания и разбавления флюида [Гидротермальные системы..., 1993]. Внизу показана пространственная зональность разнотипных построек по удалению и остыванию от гидротермального центра, наблюдаемая также в отдельных телах (см. рис. 5.13).

Такая же зональность устанавливается и на некоторых рудных холмах, отложившихся из длительно действующего гидротермального источника, например в хр. Хуан де Фука в Тихом океане (рис. 5.13). Наибольшая рудная залежь на окраине холма имеет высоту около 100 м при диаметре более 150 м [Goodfellow, Franclin, 1993]. В центре залежи руды состоят из сетки гексагонального пирротина, который ассоциирует со сфалеритом, изокубанитом и халькопиритом, при содержании цинка до 11 и меди до 1,2 мас.%. На периферии залежи эти минералы замещены пиритом, марказитом, поздним сфалеритом, ковеллином, оксидом железа. Параллельно наблюдается зональность гидротермальных нерудных минералов, представленная на рис. 5.13. На периферии водные силикаты сменяются ангидритом, иллитом, баритом, пиритом (зона 3) и кальцитом, иллитом, пиритом (зона 4).

Руды и гидротермальные изменения сходны с гидротермальными системами в островных дугах и задуговых бассейнах, хотя имеется и ряд отличий (см. раздел 5.5).

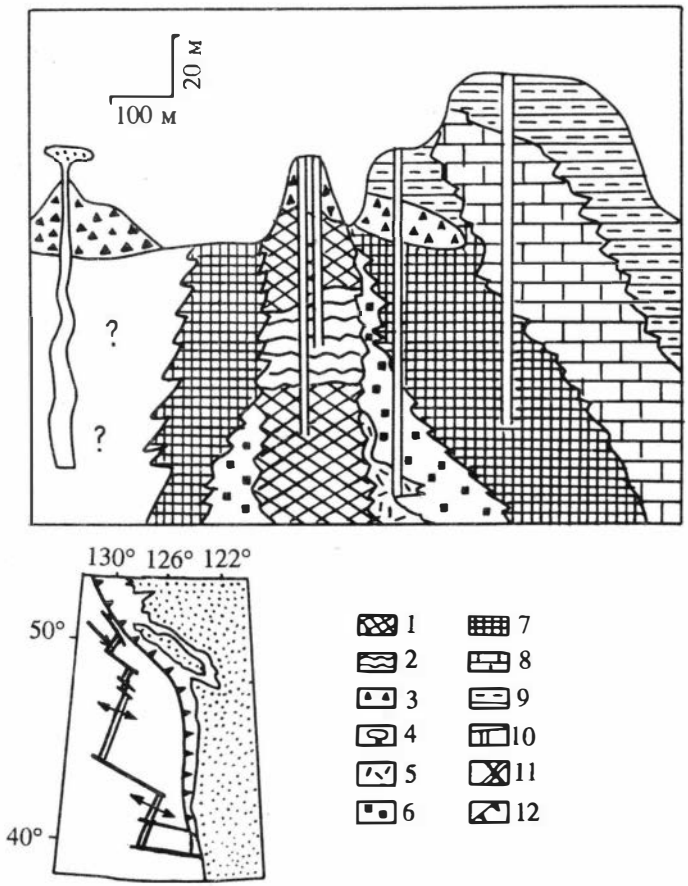


Рис. 5.13. Профиль через рудный холм Бент-Хилл в гидротермальном поле Срединной рифтовой долины, хр. Хуан де Фука [Goodfellow, Franclin, 1993; цит. по В.В. Зайкову, Е.В. Зайковой, 1994]:

1 – массивные сульфиды; 2 – массивные сульфиды с примесью кварца и хлорита; 3 – сульфидная брекчия; 4 – действующий гидротермальный источник; 5-8 – гидротермально измененные породы: 5 – кварц + хлорит + мусковит + рутил + халькопирит + пирротин, 6 – альбит + хлорит + мусковит + пирит; 7 – ангидрит+ барит + пирит, 8 – кальцит + пирит; 9 – гемипелагические осадки; 10 – скважины; 11 – рифтовые долины и трансформные разломы; 12 – зона субдукции.

5.2. Теплофизическое моделирование зон спрединга в срединно-океанических хребтах

Для теплофизического моделирования нам наиболее важны следующие особенности СОХ.

1. Постоянное осреднениое снижение высоты хребта по мере удаления от его оси, выражаемое для быстроспрединговых хребтов эмпирической зависимостью $\Delta H = 0{,}35\sqrt{t}$, где ΔH – увеличение глубины, в метрах, а t – возраст океанического дна, в млн лет (пропорциональный толщине литосферы). Размер хребта по нормали к его оси 3000–5000 км.

2. Нормально к оси хребта располагаются трансформные разломы, которые периодически повторяются через 50–60, 100–150 или 300–400 км. Типичная зона разломов представляет собой линейную впадину глубиной 1–2 км и шириной 10–30 км.

3. Измерения тепловых потоков показывают увеличение их в 2–5 раз на оси хребта от средних значений на дне океанических плато [Parsons, Sclater, 1972; Сорохтин, Ушаков, 1991; C. Stein, S. Stein, 1992] (рис. 5.14). Кроме того, понижения величины тепловых потоков ассоциируются с зонами трансформных разломов [Sclater, Francheteau, 1970; C. Stein, S. Stein, 1992].

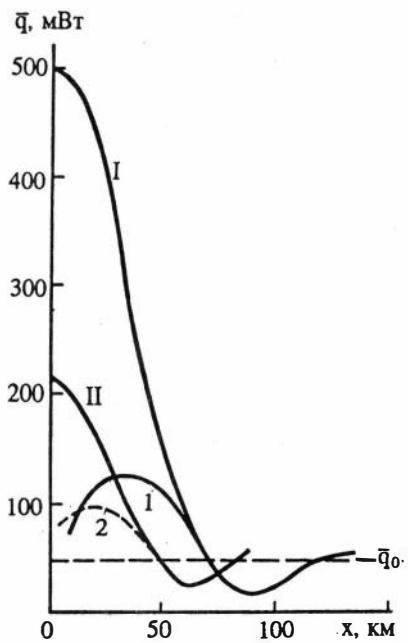


Рис. 5.14. Осредненные экспериментальные профили теплового потока вкрест простирания рифтовой долины САХ:
1 – от разлома Исследователей до разлома Азорских островов; 2 – от района Азорских островов до разлома Гиббса. I, II – профили полных тепловых потоков получены как сумма кондуктивной и конвективной составляющих теплового потока, рассчитанных соответственно из кривых 1 и 2 [Любимова и др., 1988].

4. Сейсмические наблюдения показывают, что наименьшая толщина литосферы – на оси хребта (5–15 км) и по мере удаления от оси хребта она возрастает до 70–80 км [Сорохтин, Ушаков, 1991; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а; Karson, 1988; Perfit et al., 1994]. Литосфера подстилается астеносферой с пониженной вязкостью на глубинах до 400–420 км. По экспериментальным исследованиям температуры плавления базальтовых пород можно предположить, что граница фазового перехода (частичного плавления) соответствует температуре 1100–1200 °С [Ringwood, 1974; Жарков, 1983].

Таким образом, астеносферу под СОХ можно представить в виде плоского горизонтального слоя со средней толщиной $2l$ = 420–80 = 340 км (в оси хребта около 400 км) и протяженностью $2x_o \geq 4000$ км, т.е. $x_o/1$. Монотонное понижение высоты хребта связано с уменьшением средней температуры в слое, что вызывает: а) кристаллизацию на подошве литосферы и увеличение ее мощности и веса; б) изменение плотности в астеносфере. Изменение давления в астеносфере под СОХ можно определить из уравнения:

$$(1/\rho)\,(dP/dy) = \beta g T(x,y). \qquad (5.1)$$

Здесь P – давление, отсчитываемое от нижней границы астеносферы при $y = -l$, где P_{-l} = const; ρ – плотность; β – коэффициент объемного расширения; g – ускорение силы тяжести; T – температура.

Проинтегрируем уравнение (5.1) по толщине слоя $2l$:

$$P = \int_{-l}^{+l} \beta g \rho T(x,y) \cdot dy. \qquad (5.2)$$

Уравнение (5.2) преобразуем к виду:

$$\Delta P = P - P(x_o) = \beta g \rho\,(\overline{T}\,(x) - \overline{T}\,(x_o)) \cdot 2l, \qquad (5.3)$$

где ΔP – разность давления в сечениях x и x_o; $P(x_o)$ – давление в сечении $x = x_o$ и $y = -l$; $\overline{T}\,(x)$ – средняя интегральная температура по высоте слоя в сечении x = = const; $\overline{T}\,(x_o)$ – средняя температура по толщине слоя при $x = x_o$.

Дефицит давления ΔP должен быть компенсирован высотой столба литосферы:

$$\Delta P = g \cdot (\rho_л - \rho_{H_2O}) \cdot \Delta y = g \beta \rho\,(\overline{T}\,(x) - \overline{T}\,(x_o)) \cdot 2l, \qquad (5.4)$$

где $\rho_л$ – средняя плотность литосферы в СОХ, ρ_{H_2O} – плотность воды.

В этом случае получаем:

$$\Delta y = [\beta \rho (\overline{T}\,(x) - \overline{T}\,(x_o))] \cdot 2l/(\rho_л - \rho_{H_2O}). \qquad (5.5)$$

где Δy – высота, соответствующая дефициту давления в сечении x = const и характеризующая величину поднятия хребта относительно сечения $x = x_o$ (рис. 5.15).

Уравнение (5.5) и рис. 5.15 упрощенные, так как не учитывают изменение плотности литосферы $\rho_л = f(T,x,y)$ при кристаллизации ее подошвы и $\Delta\rho$ за счет изменения рельефа кровли астеносферы. Тем не менее, они выявляют определяющее влияние монотонного изменения температуры в астеносфере на рельеф СОХ. Так как высота при $x = 0$ наибольшая, то и значение средней температуры при $x = 0$ наибольшее. Измерения теплового потока подтверждают эту зависимость.

Градиент средней температуры по x меньше нуля ($d\overline{T}/dx < 0$). Из предыдущего изложения ясно, что при наличии сколь угодно малого значения горизонтального

градиента температуры в гравитационном поле в горизонтальном слое жидкости возникают горизонтальные движения, протекающие без порога устойчивости с интенсивностью, пропорциональной величине $d\bar{T}/dx$ в слое [Кирдяшкин и др., 1983]. Из монотонного уменьшения средней высоты хребта в соответствии с уравнением (5.5) следует, что возникающее горизонтальное течение в астеносфере одноячеистое (по одну сторону от оси хребта, см. рис.5.15). При многоячеистом течении вдоль x средняя температура, рельеф и тепловой поток изменялись бы периодически.

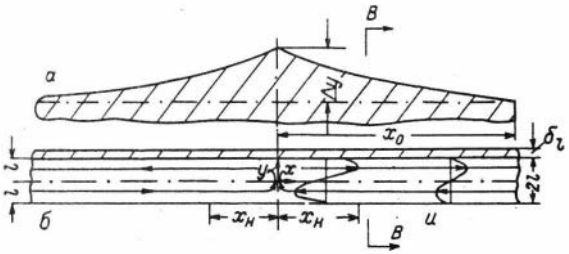


Рис. 5.15. **а** – схема рельефа СОХ и **б** – схема движения в астеносфере под СОХ (увеличена по y).

У охлаждающей верхней поверхности астеносфера–литосфера могут возникнуть условия неустойчивой стратификации, так как с удалением от этой границы температура в астеносфере повышается. Вблизи этой поверхности возможно возникновение валиковых течений с осью валиков по направлению осредненного горизонтального течения. Наличие продольных валиков с осью, нормальной к оси СОХ, должно сказаться на рельефе хребта и объяснить происхождение впадин трансформных разломов, по крайней мере, так называемых "нультрансформных" разломов, вдоль которых перемещений нет или есть, но незначительные, а перепад рельефа того же порядка (1–2 км). Дело в том, что в области опускного течения валика наблюдается наименьшая температура и, следовательно, поверхность дна океана будет опускаться. Наибольшая температура – в области подъемного потока в валике, и, следовательно, будет наблюдаться относительный подъем дна (рис. 5.16).

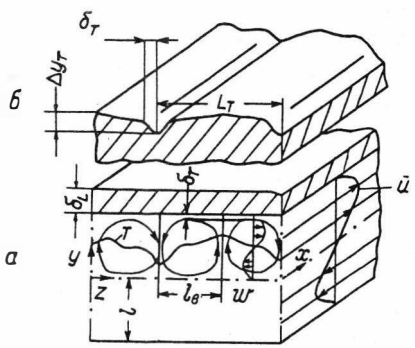


Рис. 5.16. Схема тепловых гравитационных течений в астеносфере:
а – структура течения (разрез по ВВ, см. рис.5.15), **б** – влияние теплового поля на рельеф дна.

Эти положения подтверждены экспериментальными и теоретическими исследованиями [Кирдяшкин, 1989], которые позволили также количественно оценить вышеназванные эффекты. Прежде чем их кратко охарактеризовать, следует подчеркнуть, что вышеизложенные положения, экспериментальное моделирование и следствия из них относятся к упрощенной ситуации, когда движение литосферных плит отсутствует или не началось. Тем не менее, важно понять, что течение в тонком горизонтальном слое астеносферы и соответствующий рельеф возникают и при отсутствии движения плит как следствие локального подтока тепла в осевой зоне СОХ и возникающего горизонтального градиента температур. Последующее расхождение плит (как следствие течений, а также процессов в зоне субдукции) внесет существенные поправки в полученные оценки [Кирдяшкин, 1989].

Как указывалось ранее, высота океанического хребта понижается, что связано с уменьшением средней температуры в астеносфере по мере удаления от его оси. Возникает вопрос, какие условия необходимы для плоского одноячеистого течения при охлаждении сверху. Для выяснения этого проведены экспериментальные исследования.

Одноячеистое течение в слое $x_o/2l >> 1$ можно создать, например, при нагреве у одного торца слоя и охлаждении у другого; в общем случае одноячеистое течение в слое $x_o/2l >> 1$ возможно при условии существования продольного градиента температуры как постоянного вдоль слоя, так и монотонно изменяющегося (без изменения направления вектора градиента температуры $\partial T/\partial x$).

В горизонтальном слое $x_o/2l >> 1$ в условиях тепловой гравитационной конвекции и изотермическом охлаждении сверху организуется одноячеистое течение (вдоль x) при боковом подводе тепла и теплоизолированной нижней поверхности (рис. 5.17,а). В этом случае течение в верхней половине слоя направлено навстречу градиенту температуры $\partial T/\partial x$ (от нагревателя) и в направлении вектора продольного градиента температуры – в нижней половине слоя (к нагретому торцу). На расстоянии x_1 от нагретого торца температура в слое становится равной температуре охлаждающей поверхности.

Экспериментальные исследования структуры тепловых гравитационных течений проведены в плоском слое $x_o/2l >> 1$ при нагреве снизу и охлаждении сверху. В кювете из оргстекла (с горизонтальными размерами 65 × 200 мм) плоский нагреватель ($2x_н$) располагался симметрично относительно сечения $x = 0$, и его размер ($2x_н$) варьировался абсолютно и относительно высоты слоя ($2l$). Высота слоя задавалась калиброванными пластинами, которые также ограничивали слой и по длине ($2x_o$).

Охлаждающий верхний прозрачный теплообменник покоился на калиброванных пластинах. Нижняя ограничивающая поверхность и боковые торцы теплоизолировались.

Характер течения жидкости в слое, когда размер нагревателя $x_н \le 4l$ и $x_o < x_1$ представлен на рис. 5.17,б; в этих случаях образуются две симметричные ячейки с плоскостью симметрии и подъемным потоком в сечении $x = 0$. При $x_o < x_1$ вблизи торца наблюдается поворот потока на 180°; при $x_o > x_1$ в области $x > x_1$

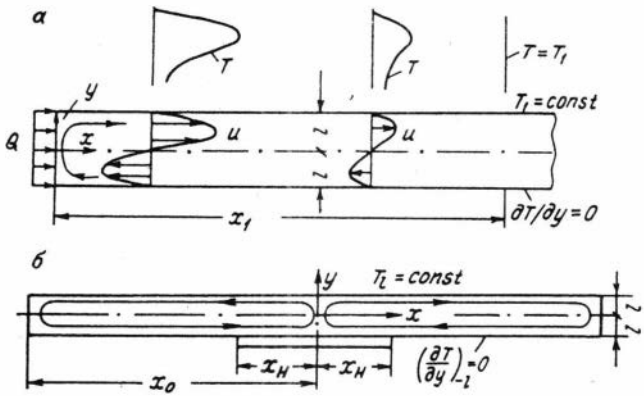


Рис. 5.17. Схема течения жидкости в слое:
а – при боковом подводе тепла и охлаждении сверху;
б – при охлаждении сверху и подвиде тепла снизу.

отсутствует движение и температура жидкости равна температуре охлаждающей поверхности (см. рис.5.17,б).

Визуализация картины течения в слое этилового спирта осуществлялась с помощью алюминиевых частиц, помещенных в жидкость. Вблизи охлаждающей поверхности возникают устойчивые валиковые течения, формирующиеся в области около $x = 0$. Средний горизонтальный размер двух валиков составляет $2l$ (см. рис.5.16). Таким образом, валики расположены в верхней части слоя у охлаждающей поверхности и находятся в потоке жидкости, направленном от нагревателя.

При относительном размере нагревателя $x_н \geq 4l$ в плоском слое, охлаждающемся сверху, и адиабатической нижней поверхности при $x > x_н$ ($(\partial T/\partial x)_l = 0$) структура течения усложняется в области $0 < x < (x_н - 4l)$ (рис. 5.18).

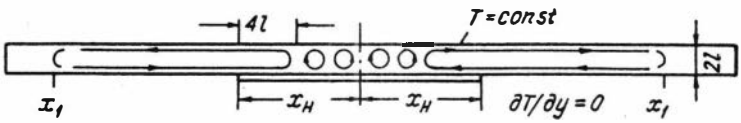


Рис. 5.18. Схема течения в плоском слое при $x_н > 4l$.

В области $+(x_н - 4l) > x > -(x_н - 4l)$ организуются полигональные ячеистые течения со случайным характером расположения ячеек (см. рис. 5.18). В области же $(x_н - 4l) < x < x_1$ (справа и слева от нагревателя) образуется одноячеистое течение, затухающее на расстоянии x_1. При $x > (x_н - 4l)$ течение осреднению-одноячеистое с наложенными на него у охлаждающей верхней поверхности продольными валиками. При $x_н > 4l$ эти продольные валики имеют неустойчивый характер из-за возмущений, возникающих в области полигональной ячеистой структуры

$(0 < x < (x_н - 4l))$. Устойчивый характер продольных валиков наблюдается, когда $x_н < 4l$ и в окрестности $x = 0$ не существует полигональной ячеистой структуры (см. рис. 5.17,б). Поэтому по характеру развития продольных валиковых течений также можно судить о размере нагревателя: при устойчивом характере валиковых течений и отсутствии полигональных ячеистых структур в окрестности $x = 0$, $x_н < 4l$. Экспериментальные исследования при визуализации потока алюминиевыми частицами размером 510 мкм показали, что горизонтальный размер валика равен полуширине слоя ($l_в = l$). Расстояние между опускными потоками, представляющее размер двух валиков, равно толщине слоя (см. рис. 5.16).

При $x_н < 4l$ тепло, отдаваемое потоку у нижней поверхности нагрева, переносится в окрестности $x = 0$ вертикальным потоком к верхней поверхности охлаждения в узкой области $0 \le x \le l/2$ (рис. 5.19, 5.20), и можно считать, что тепло передается у торца слоя $x = 0$.

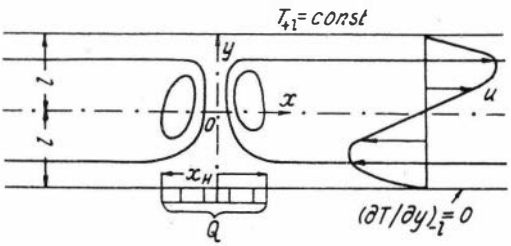


Рис. 5.19. Схема течения жидкости в горизонтальном слое при локальном подводе тепла снизу ($x_н$) и охлаждении сверху.

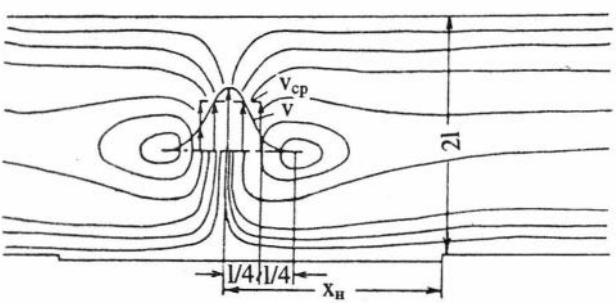


Рис. 5.20. Экспериментальные линии тока в слое глицерина ($2l$ = 19 мм; $x_н = 1{,}4l$; Q = 190 Вт/м). Представлен также профиль вертикальной скорости v и принятой в расчете средней скорости $v_{ср}$..

Размер нагревателя, расположенного симметрично относительно $x = 0$ у нижней поверхности, сказывается на характере распределения коэффициентов теплообмена в окрестности плоскости симметрии $x = 0$.

При относительном размере $x_н < 4l$ в окрестности $x = 0$ удельный тепловой поток имеет наибольшее значение, которое уменьшается по мере увеличения x.

Измерения тепловых потоков у охлаждающей верхней поверхности проводились в слое октадекана $2l$ = 20 мм, температура плавления которого равна

28,2 °С. Верхняя охлаждающая поверхность (дюралюминий) изотермичная, T_1 = = 19,0 °С. Нагреватель ($2x_н$ = 10 мм; l = 0,5) располагался у нижней теплоизолированной поверхности.

Измерены поля температуры, профили продольной составляющей скорости и по измеренной толщине закристаллизовавшегося октадекана на охлаждающей поверхности ($\delta_л$) определены локальные значения удельного теплового потока: q = = $(T_1 - T_{пл})/\delta_л$. Коэффициент теплопроводности твердого октадекана при T = 19 °С равен 0,342 Вт/м·К, а при T = 28,2°С, $\lambda_{пл}$ = 0,335 Вт/м·К [Кирдяшкин, 1989].

После установления режима теплообмена верхняя охлаждаемая пластина вместе с закристаллизовавшимся на ее поверхности октадеканом поднималась. Измерялись локальные и средние значения толщины закристаллизовавшегося октадекана при различных значениях x.

Среднее значение толщины слоя октадекана для фиксированного x = const и рассчитанные значения средних удельных тепловых потоков для соответствующих x представлены на рис.5.21. Как видно, подъемный поток локализован в области $0 \le x < l/5$, где наблюдается наибольшее значение теплового потока. Изменения температурных профилей в сечении y = const в окрестности x = 0 также показывают, что изменение температуры в сечении y = 0,4 происходит в области $0 \le x < l/6$, резко снижаются тепловые потоки в области $0 \le x < 0{,}4l$.

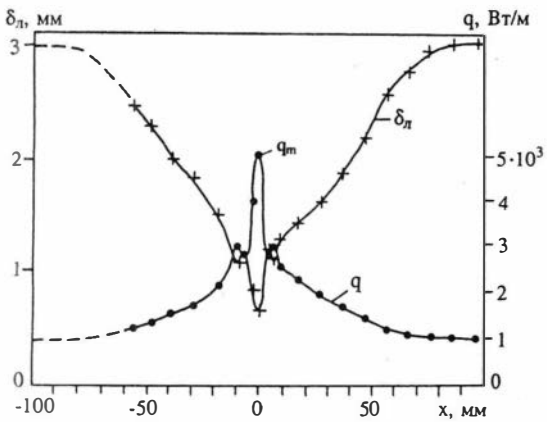


Рис. 5.21. Средние по ширине охлаждающей пластины толщины закристаллизовавшегося октадекана ($\delta_л$) и значения удельных тепловых потоков (q) для различных x при $2l$ = = 20 мм; $x_н$= 0,5l; T_1 = 19 °С; $x_о$ = 100 мм.

Максимальный тепловой поток много больше среднего значения $q_m/\bar{q}$ = 3 (см. рис. 5.21) получен при размере нагревателя $x_н/l$ = 0,5. По характеру изменения теплового потока в области x = 0 и относительному увеличению $q_m/\bar{q}$ можно судить об относительной величине источника тепла $x_н/l$.

Измерения тепловых потоков на океаническом дне спрединговых океанических хребтов показали, что на оси хребта тепловые потоки в 2–5 раз

больше, чем вдали от нее. Характер изменения тепловых потоков таков, что у оси хребта в зоне ~50 км тепловые потоки наибольшие, а по мере удаления от нее при $x > 100$ км быстро уменьшаются, приближаясь к величинам, соизмеримым со средним тепловым потоком. Это указывает на локализованность подвода тепла вблизи оси океанических хребтов.

Из представленных выше экспериментальных данных следует, что $q_{max}/\bar{q} = 3$ при относительном размере нагревателя у нижней поверхности $x_н = 0{,}5l$ и что область резкого снижения теплового потока наблюдается при $0 < x < 0{,}3l$ (см. рис. 5.21), поэтому и для Атлантического СОХ область нагрева у нижней поверхности должна быть соизмерима с l.

На основании вышеизложенного и геофизических данных можно представить модель тепловых гравитационных течений в астеносфере в области океанических хребтов.

1. Рассмотрим стационарный свободно-конвективный теплообмен в полости размером x_o, определяемой протяженностью хребта (см. рис. 5.15).

2. Общий тепловой поток, передаваемый от астеносферы к литосфере, равен $Q = \bar{q} x_o$, где $\bar{q}$ – среднее значение удельного теплового потока от дна океана к воде; x_o – горизонтальный размер астеносферы под океаном.

3. Согласно монотонному понижению средней температуры в слое астеносферы (т.е. монотонному понижению осредненной высоты хребта по мере удаления от его оси) и характеру изменения тепловых потоков вдоль оси хребта ($\bar{q}_{max}$ на оси хребта, см. рис.5.21) осредненное течение одноячеистое.

4. По характеру изменения теплового потока в окрестности оси хребта (для Атлантического СОХ $q_{max}/\bar{q} \approx 3$ и зона резкого понижения теплового потока при $x > 100$ км) при одноячеистом течении следует, что тепло подводится в окрестности оси хребта и его количество равно количеству тепла, отведенного от литосферы и переданного в океан $Q = \bar{q}\ x_o$ (см. рис. 5.21).

5. При подводе тепла в астеносферу в окрестности оси хребта $x = 0$ и охлаждении сверху на границе литосфера – астеносфера вблизи охлаждающей поверхности возникают условия неустойчивой стратификации. Согласно экспериментальным данным, в этом случае при $Ra = \beta g \Delta T l_в^3/a\nu > 1700$ вблизи охлаждающей поверхности образуются валиковые течения с осями валиков, направленными вдоль потока (см. рис. 5.18–5.20). В области опускного течения валиков имеет место понижение температуры и, соответственно, это отражается на рельефе дна океана в окрестности оси хребта понижением уровня дна в области опускного течения валиков (см. рис. 5.16). Зону понижения уровня дна океана отождествляем с "трансформными разломами". Расстояние между двумя соседними разломами (вдоль оси хребта) $L_{тр}$ соответствует размеру двух продольных валиков $2l_в$. Из экспериментов, представленных выше, следует, что $2l_в$ соответствует величине слоя жидкости, т.е. $2l_в = 2l$. Для Атлантического СОХ в области по широте между субтропиками в среднем $L_{тр} = 250$ км; следовательно, зона

астеносферы, в которой ощуществляется свободно-конвективное течение, равна $2l = L_{тр} = 2l_в = 250$ км (см. рис. 5.16). Для более характерных мод 100 и 350 км получим вариации толщины астеносферы от 100 до 350 км.

Температура вдоль астеносферного слоя переменная и в области повышенной температуры вязкость меньше, чем в области границ существования астеносферного слоя (как и, вероятно, скорость распространения поперечных сейсмических волн, которая в области более высоких температур понижается).

При анализе структуры тепловых гравитационных течений эффективная вязкость принимается средней для всего слоя, так как неизвестны реологические свойства астеносферы.

6. Для Атлантического СОХ $q_{max}/\bar{q} \approx 3$ и зона резкого падения значений теплового потока составляет (≈100 км), т.е. относительный размер, где быстро снижаются тепловые потоки, соизмерим с полушириной слоя (l). Наблюдается устойчивый характер "трансформных разломов" вдоль хребта, т.е. устойчивый характер продольных валиковых течений.

Согласно экспериментальным исследованиям, перечисленные выше характерные закономерности для СОХ указывают на то, что область нагрева у нижней поверхности конвективной части астеносферы соизмерима с толщиной l (по крайней мере $x_н < 4l$). В этом случае, как это следует из экспериментов, область восходящего потока в окрестностях $x = 0$ составляет $0{,}5l$ и течение в астеносфере в области $x_o > x > l$ можно рассматривать как течение в плоском слое x_o/l при подводе тепла в окрестности одного торца ($x = 0$) и охлаждении сверху; нижняя ограничивающая поверхность при ($x_o \geq x > x_н$) адиабатическая, где $(\partial T/\partial y)_{.l} = 0$.

Нижняя поверхность рассматривается как адиабатическая потому, что из мантии через эту поверхность если и есть тепловой поток, то много меньший, чем тепловой поток у охлаждающей верхней поверхности литосфера–астеносфера и много меньший, чем в области оси хребта. Нижняя поверхность, согласно петрологическим и геофизическим данным, представляет собой границу фазового перехода и температура на глубине 420 км – изотерма около 1560 °С.

Задача состоит в дальнейшем изучении тепловых гравитационных течений в плоском горизонтальном слое с ограничивающими неподвижными (или подвижными) поверхностями, верхняя из которых охлаждается (изотермическая), а нижняя – адиабатическая; подвод тепла осуществляется в окрестности одного из торцов (см. рис.5.19).

Решение задачи для плоского слоя $x_1/2l >> 1$ подробно изложено в монографии А.Г. Кирдяшкина [1989]. Начало координат на оси хребта $x = 0$ и в центре слоя; координаты ограничивающих горизонтальных поверхностей $y/l = \pm 1$. В результате получены следующие соотношения, определяющие профили скорости и температуры в слое с учетом валиковых течений у верхней охлаждающей поверхности:

$$u = (2T_m\beta g l^3/x_1\nu)\cdot(1 - x/x_1)\cdot u(y/l), \qquad (5.6)$$

$$T = T_m\cdot(1 - x/x_1)^2\theta\ (y/l). \qquad (5.7)$$

Причем $T_m = 3{,}19\ K_э^{-1/3} \cdot Ra_o^{-1/3} \cdot Q/\lambda$, (5.8)

$$x_1 = 0{,}244\ K_э^{-2/3} \cdot Ra_o^{1/3}. \quad (5.9)$$

и $Ra_o = \beta g l^3 Q/a\nu\lambda$.

Эффективное значение коэффициента теплопроводности ($K_э$) определяется из соотношения

$$\lambda_э = K_э \cdot \lambda = \lambda \cdot \{1 + 0{,}038\lambda \cdot Ra^{1/4} \cdot [1 - (Ra_{кр}/Ra)^{3/4}]\}, \quad (5.10)$$

где λ – коэффициент теплопроводности; $Ra_{кр} = 1700$. Уравнение (5.10) применимо для $Ra_{кр} < Ra < 5 \cdot 10^5$.

Определение $K_э$ проводится последовательными приближениями: в первом приближении из (5.8) при $K_э = 1$ определяется $Ra = \beta g T_m l^3/a\nu$ и из (5.10) – $K_э$; во втором – $Ra = \beta g T_m l^3/a \cdot \nu K_э^{4/3}$ и по его значению из (5.10) определен $K_э$. Достаточно третьего приближения для определения $K_э$.

Значения функций $u(y/l)$ и $\theta(y/l)$ представлены на рис. 5.22,а. Величина теплового потока в установившейся области течения (вдали от оси хребта) определяется из соотношения:

$$q = (3{,}86 \cdot \lambda_э \cdot T_m/l)(1 - x/x_1)^2. \quad (5.11)$$

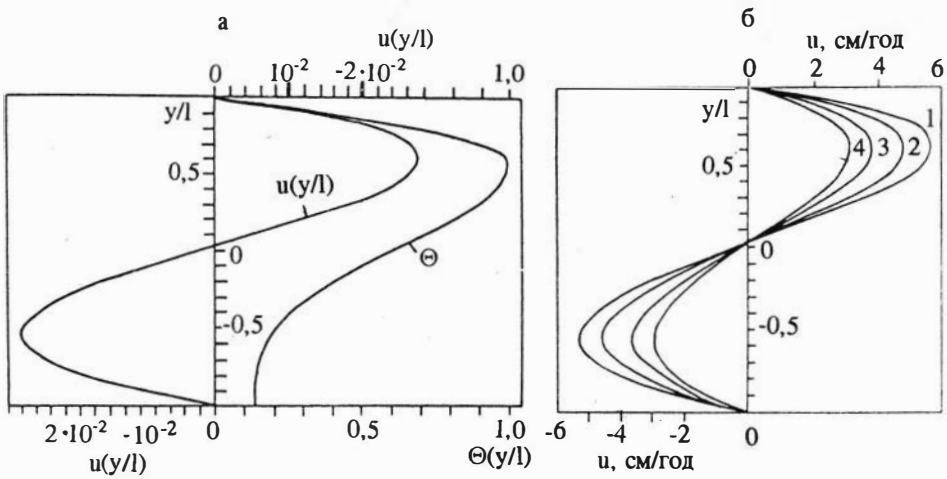


Рис. 5.22. **а** – профили скорости (u) и приведенной температуры (Θ) в горизонтальном слое при локальном подводе тепла и охлаждении сверху; **б** – профили скорости в астеносфере при $Q = 187{,}7$ кВт/м; $x_o = 2732$ км; $\nu = 2{,}2 \cdot 10^{15}$ м^2/с; $x_1/l = 46{,}1$; $2l = 250$ км.

При x, равном (в км): 1 – 200; 2 – 1000; 3 – 2000; 4 – 2700.

Сопоставления теоретических положений с результатами экспериментальных исследований слоев жидкостей, отличающихся по вязкости на три порядка, показывают их удовлетворительное соответствие. Как видно из представленных выше соотношений, u и T не зависят от числа $Pr = \nu/a$.

Проведены также экспериментальные и теоретические исследования вблизи верхней охлаждающей поверхности теплообмена в окрестности оси хребта ($x = 0$).

Тепловой поток в окрестности оси хребта определяется из следующих соотношений:

$$q = (T_m \lambda K_э^{2/3}/1{,}855)\,(3V_{ср}/4al^2)^{1/3}\cdot[8{,}333\cdot10^{-2} + 0{,}5(x - 0{,}25)]^{-1/3}, \quad (5.12)$$

$$V_{ср} = \beta g l^2 T_m B_1/3x_1 \quad (V_{ср} \text{ см. на рис. 5.20}). \quad (5.13)$$

При $x \le 0{,}25$ тепловой поток имеет постоянное значение.

Толщина неподвижной литосферы определяется из соотношения

$$\delta_л = \lambda_л \cdot T_1/q, \quad (5.14)$$

где $T_1 = 1200$ °С.

Физические свойства для астеносферы принимались следующие: $\beta = 3\cdot10^{-5}$ К$^{-1}$; $\lambda = 2{,}51$ Вт/м·°С; $a = 10^{-6}$ м^2/с; $Q = \bar{q}\cdot x_o$, где $\bar{q} = 59{,}5$ м·Вт/м^2 = $= 1{,}42\cdot10^2$ кал/м^2·с.

Сжимаемость и диссипативные процессы при анализе тепловых гравитационных течений в рассматриваемых условиях можно не учитывать. Адиабатический градиент температуры учитывается при построении поля температуры.

Как указывалось ранее, тепловой поток, подводимый у оси хребта будем определять по соотношению $Q = \bar{q}\cdot x_o$, где x_o – расстояние от оси хребта до материкового склона. Если средняя температура при x_o больше температуры существования астеносферы, равной 1200 °С, то вычисления выполнялись по приведенным выше соотношениям для $x = x_1$.

Решения выполнялись для различных значений и принималось из них то значение, при котором расчетная высота подъема хребта соответствовала значениям для рассматриваемого региона. В результате вычислений диапазон кинематической вязкости следующий: $\nu = (2\div2{,}5)\cdot10^{15}$ м^2/с. Согласно оценкам, приведенным в книге В.Н. Жаркова [1983], $\nu = 6\cdot10^{14}$ м^2/с.

Профили скорости в астеносфере для различных расстояний от оси хребта представлены на рис. 5.22,б. Скорость убывает линейно по мере удаления от оси хребта и максимальное ее значение 5,7 см/год. В области материкового склона ($x = 2730$ км) $u = 3{,}12$ см/год. Коэффициент трения $\tau = (\nu/\rho)\,(\partial u/\partial y)$ равен $6{,}2\cdot10^5 \times \times (1 - x/x_1)$ Н/м^2.

Среднее значение коэффициента трения при $x_o = 2730$ равно $4{,}57\cdot10^5$ Н/м^2, сила трения по всему слою x_o, приходящаяся на один погонный метр вдоль оси хребта, соответствует $P = \tau\cdot x_o = 1{,}25\cdot10^{12}$ Н/м.

Число *Ra*, определенное по T_m, равно 10^5 и, следовательно, у верхней охлаждающей поверхности существуют валиковые устойчивые течения. Это означает, что трансформные разломы должны устойчиво возникать, начиная от оси хребта.

Тепловые потоки и толщины литосферы под океаном при различных значениях x_o и Q представлены на рис. 5.23. Величины тепловых потоков соответствуют измеренным значениям тепловых потоков у дна океана при различном удалении от оси хребта. Тепловые потоки, показанные на рис. 5.23, при $x > x_o$ относятся уже к астеносфере под континентом. Их можно рассматривать как тепловые потоки из нижней мантии Земли. В континентальной литосфере поле температуры существует под суммарным влиянием теплового потока, поступающего

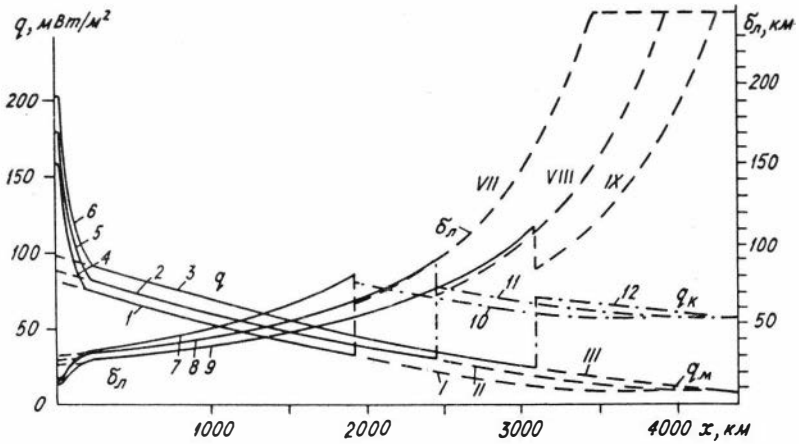


Рис. 5.23. Тепловые потоки и толщина литосферы океана и континента при l = 125 км. Тепловые потоки и литосфера океана по формуле (5.11):
1 – $\nu = 2{,}5 \cdot 10^{15}$ м^2/с, x_0 = 1932 км, Q = 136,74 кВт/м; 2 – $\nu = 2{,}2 \cdot 10^{15}$ м^2/с, x_0 = 2448 км, Q = 166,63 кВт/м; 3 – $\nu = 2{,}05 \cdot 10^{15}$ м^2/с, x_0 = 3009 км, Q = 196,2 кВт/м; по соотношению (5.12) соответственно рассчитаны 4, 5 и 6; I, II, III – нижнемантийные тепловые потоки; 10, 11, 12 – тепловые потоки на континенте. Толщина литосферы под океаном при x_0, равном (в км): 7 – 1932, 8 – 2448, 9 – 3009; толщина континентальной литосферы при x_0, равном (в км): VII –1932, VIII – 2448, IX – 3009.

из астеносферы к литосфере континента, и под влиянием теплового потока от внутренних источников тепла в коре континента.

Результаты вычислений толщины океанической континентальной литосферы представлены на рис. 5.23 для различных значений Q и x_0. На этом рисунке в области континентальной литосферы $q_м$ и $\delta_л$ изображены штриховыми линиями, а тепловые потоки на поверхности континента ($q_к$) представлены штрихпунктирными линиями. Как видно из рис. 5.23, толщина литосферы континентов достигает наибольшего размера при $q_м$ = 7,75 мВт/м^2, далее она имеет постоянную величину (вычисления проводились для средних значений распределения внутренних источников в коре континента $Q_в = 2{,}65 \cdot 10^{-6} \cdot \exp(-y/1{,}5 \cdot 10^4)$ Вт/м^3). При удалении от материкового склона $x > x_0$ (в окрестности берегов континента и шельфа) наблюдается увеличение теплового потока из-за внутренних источников тепла и, следовательно, уменьшение толщины литосферы континента в этой области по сравнению с литосферой континента. В этой области следует ожидать более высокий уровень температуры в коре континента и более активные геохимические процессы. Как известно, в области континентального шельфа обнаруживаются нефтегазовые месторождения.

Для примера вычислены глубины, на которых находится граница раздела литосфера–астеносфера для Южной Атлантики и Южной Америки (рис. 5.24, меркаторная проекция карты). На этом графике указаны пункты (1–5), для которых вычислены профили температуры с учетом адиабатического градиента температуры $(\partial T/\partial y)_a$ = 0,6 °С/км, представленные на рис. 5.25. Вычисленные максимальные температуры в мантии от района СОХ (точка и профиль 1) к краю континента (точка и профиль 4) падают от 2080 до 1400 °С.

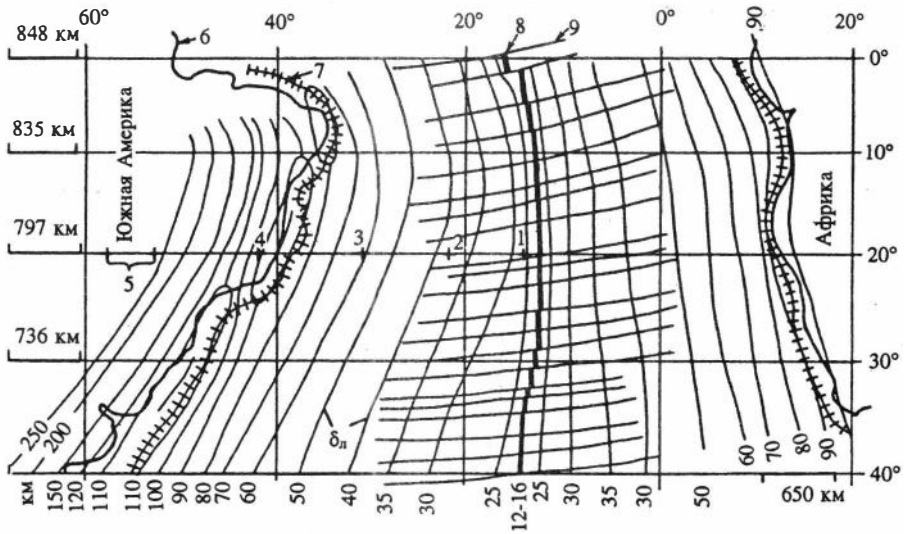


Рис. 5.24. Толщина литосферы в Южной Атлантике и на континенте Южная Америка:

1-5 – области, для которых представлены профили скорости (см. рис.5.22) и температуры (см. рис.5.25); 6 – побережье; 7 – материковый склон; 8 – ось СОХ; 9 – трансформные разломы.

Представленные значения толщины литосферы ($\delta_л$) на рис.5.24 показывают, что континентальная литосфера достигает наибольшей толщины (200–250 км) на относительно небольшом расстоянии от материкового склона.

Как указывалось выше, вблизи охлаждающей верхней поверхности (у границы литосфера–астеносфера) из-за условий неустойчивой стратификации возникают валиковые течения, которые распространяются на половину толщины слоя однонаправленного течения и на длину до значения x_1, при котором $Ra > Ra_{кр}$.

Наличие продольных валиковых течений, имеющих оси валиков, нормальные к оси СОХ, скажется на рельефе дна. Наибольшая температура в области подъемного потока в валике соизмерима с T_{max} для сечения x = const. В области подъемного потока, где температура распределена равномерно, будет наблюдаться относительный подъем дна. В области опускного течения валика наименьшая температура, соизмеримая с температурой охлаждающей поверхности, будет на границе

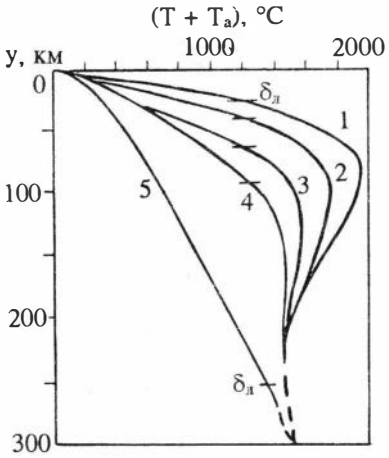


Рис. 5.25. Распределение температуры в астеносфере и литосфере океана (1–3) и континента (4,5) (см. рис.5.24) при x, равном (в км):
1 – 200, 2 – 1000, 3 – 2000, 4 – 3100, 5 – > 4140.

литосфера–астеносфера и, следовательно, произойдет и формирование трансформного разлома. Ширина трансформного разлома будет соизмерима с $2\delta_т$ – толщиной "вытеснения" теплового пограничного слоя, которая оценивается (рис.5.26) зависимостью [Кирдяшкин, 1989]:

$$2\delta_т = [(l^3/8{,}64)\cdot(Ra - 1700)^{1/2}]^{1/3}. \qquad (5.15)$$

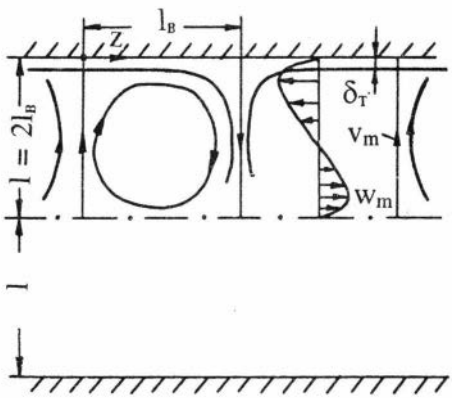


Рис. 5.26. Схема валиковых течений вблизи охлаждающей верхней поверхности.

Для случая x_o = 1500 км; $\nu = 2{,}8\cdot10^{15}$ м^2/с; $Ra = 6{,}64\cdot10^4$ из (5.15) следует, что $2\delta_т$ = 9,6 км. Эта оценка $l_{тр} = 2\delta_т$ получена без учета распределения температуры по ширине подъемного потока в валике и ее следует считать завышенной. Глубину трансформного разлома оценим из условия изостатичности поверхности дна:

$$\Delta y_т = \beta\rho l\cdot(T_{z=0} - T_{z=1})/(\rho_т - \rho_{H_2O}). \qquad (5.16)$$

Разность средних температур подъемного и опускного течения в валике ($T_{z=0} - T_{z=1}$) оценим как величину $0{,}5\Delta T_в = 0{,}29 \cdot T_m$.

Уравнение (5.16) преобразуется к виду:

$$\Delta y_т = \beta l \rho_т 0{,}29 T_m / (\rho_т - \rho_{H_2O}). \qquad (5.17)$$

В области оси хребта при $x_o = 1500$ км, $\Delta\rho = 1{,}85 \cdot 10^3$ кг/м^3, $\Delta y_т = 1158$ м эти величины оценок получены с завышением, так как перепад температуры между подъемным и опускным потоками мы приняли постоянным по их ширине и близким к наибольшему. Тем не менее, полученные величины $l_{тр}$ и $\Delta y_т$ соответствуют наблюдаемым.

Предполагая, что изостатические условия равновесия выполняются везде, глубина трансформного разлома будет изменяться по мере удаления от оси хребта по закону:

$$\Delta y_т = \Delta y_{т;\ x=0} (1 - x/x_1)^2. \qquad (5.18)$$

Выше отмечено, что существуют трансформные разломы со сдвигом и "нуль-разломы", "спокойные", заполненные частично осадками. Первые возникают при смещении оси хребта по обе стороны от разломов, это не случайно. В области опускных валиковых течений сдвиговые напряжения проявляются как раз в этих местах, создавая сдвиги в литосфере. Если оси хребтов не смещены для двух соседних валиковых течений, то области опускного потока в продольных валиках проявляются лишь в виде опускания дна и имеет место второй тип разломов.

Итак, в результате анализа геофизической структуры океанического дна и астеносферы, а также экспериментального лабораторного моделирования течение в астеносфере может быть представлено как течение в горизонтальном слое с отводом тепла у верхней поверхности, подводом тепла у нижней поверхности в окрестности оси СОХ и при адиабатической нижней ограничивающей поверхности ($\partial T / \partial y = 0$).

Полученные решения позволили проанализировать структуру тепловых гравитационных течений в астеносфере и количественно определить: среднюю вязкость в астеносфере (при известном профиле дна); область существования астеносферы; поле температуры в астеносфере и коэффициенты теплообмена на границе литосфера–астеносфера (см. рис.5.25); толщину литосферы под океаном (см. рис. 5.23, 5.24); поле скорости в астеносфере (см. рис. 5.22) и коэффициенты трения на границе литосфера–астеносфера, а следовательно, силы, приложенные к континентальной литосфере со стороны океанической; глубину и ширину трансформных разломов; для средних значений внутренних источников тепла в коре континента найдены толщины континентальной литосферы и распределение температуры по ее толщине (см. рис. 5.23, 5.25).

Решения получены в предположении, что литосфера неподвижна и не определены силы, приложенные к континентальной литосфере. Для выяснения возможности перемещения континентов под действием этих сил необходимо знание процессов твердофазовых переходов (эклогитизации) при погружении литосферы, что позволит оценить массовые силы Архимеда, силы трения и, в первом приближении, скорость перемещения континентов. Частично эти вопросы обсуждены в разделе 5.7.

5.3. Пассивные окраины океанов и внутриконтинентальные рифты

На примере Красноморского рифта видим (см. рис. 5.11), что развитие океанических рифтов начинается с растяжения континентальной коры и формирования внутриконтинентального рифта. При этом возникают оперяющие и дочерние (позже "отмершие") рифты и переходная утоненная литосфера, на которой развивается пассивная окраина океанов. Однако в большинстве континентальные рифты не доходят до стадии раскрытия океанов и имеют свои особенности механизма развития, которые рассмотрены ниже и в следующем разделе.

Наиболее детально переход внутриконтинентальных рифтов в океанические и формирование пассивной окраины изучены на примере рифтов Атлантики. На рис. 5.27,а показаны рифты, возникавшие при раскрытии Южной Атлантики [Burke, Dewey, 1973; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]. Кроме главного рифта, параллельного будущему Атлантическому океану, существовали раннемезозойские рифты, отходившие под углом и бывшие активными в начальный период раскрытия Атлантики, но затем отмершие (Танату, Амазонка, Бенуэ, Парана и др.). Из них наиболее характерен рифт Бенуэ, расположенный в вершине Гвинейского залива. В момент раскрытия, когда Африка и Южная Америка были соединены, в одной точке сходились три рифта, подобно тому, как сейчас сходятся Восточно-Африканский, Красноморский и Аденский рифты (сравни рис. 5.11 и 5.27).

К. Берк и Дж. Дьюи [Burke, Dewey, 1973] пришли к выводу, что начальный раскол литосферы, приведший к раскрытию океана, происходил в одной или нескольких точках, в которых возникла трехлучевая система рифтов под углом 120°. В дальнейшем раскол и раздвижение континентов шло только по двум из трех ветвей, третья ветвь отмирала и отходила в сторону вместе с континентом. Такой отмершей ветвью при раскрытии Атлантики стал рифт Бенуэ; в геологическом будущем такой ветвью может стать Восточно-Африканский, когда в ходе спрединга на месте Красноморского и Аденского рифтов возникнет широкое океаническое пространство. Такие примеры отмерших трехлучевых рифтов существовали и при раскрытии других современных и древних океанов: система Уачита на Северо-Американской платформе при раскрытии Северной Атлантики; Донецкий рифт при раскрытии Палеотетиса в девоне; Вилюйский авлакоген при раскрытии Палеоазиатского океана в рифее [McKenzie, Morgan, 1969; Burke, Dewey, 1973; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а].

Кроме трехлучевых рифтов существуют и существовали рифты и впадины, параллельные главному "океаническому". Примером могут служить рифты Атлантического побережья Северной Америки – Ньюаркский грабен, Каролинская впадина и др. [Klitgord, Hutchinson, 1988 и др.], пассивной окраины Северной Африки и Бискайского залива [Le Pichon, Barbier, 1987] и другие места.

Схема развития центральной части Атлантического океана в перми–ранней юре, представленная как модель асимметричного рифтинга [Picque, Laville, 1993], показана на рис. 5.27,б. В поздней перми в центральной части Пермской Пангеи (см. рис. 1.13) произошло утолщение (удвоение) и подъем астеносферы, вызвавшие несколько косых разделительных сколов в литосфере (detachment fault). В триасе

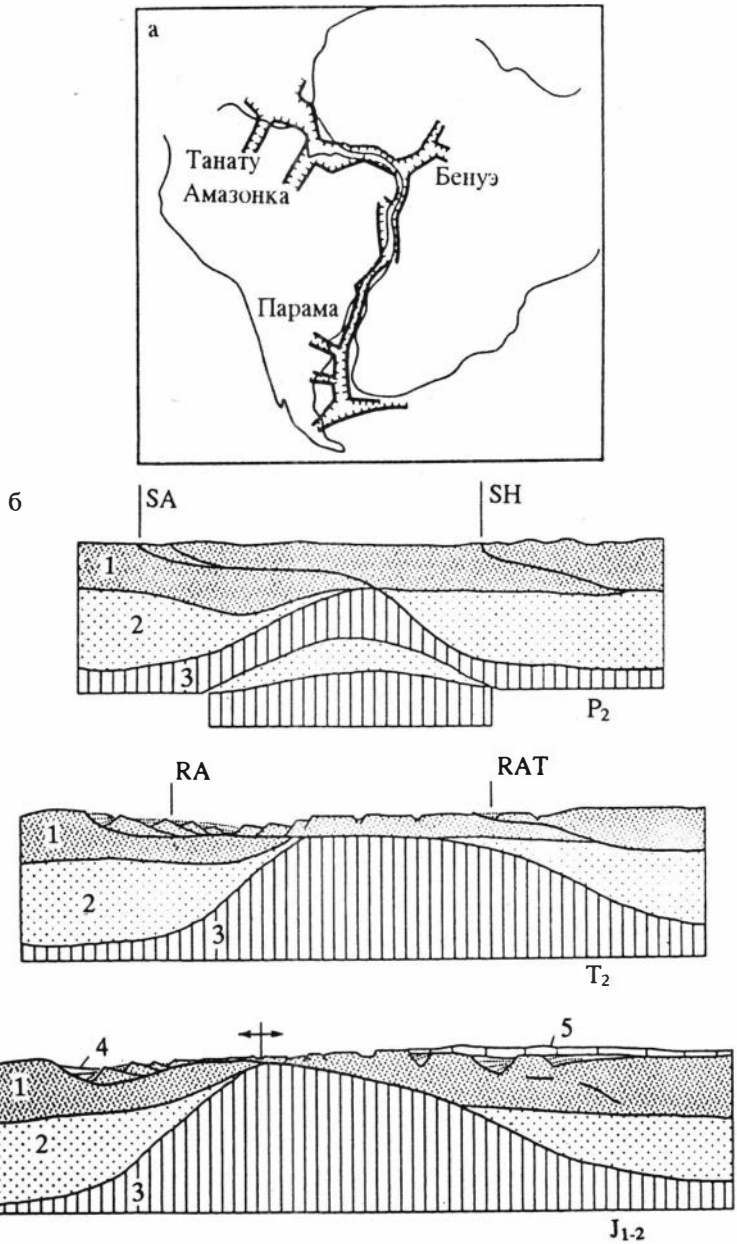


Рис. 5.27. Развитие Южной и Центральной Атлантики:
а – трехлучевые рифты, существовавшие при раскрытии Атлантики. Отмершие рифты слепо заканчиваются внутри континента [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]; **б** – асимметричный рифтинг в Центральной Атлантике [Picque, Laville, 1993]. Показаны первичные сутуры SA и SH, возникшие в триасе рифты атлантического (RA) и атласского (RAT) типов. В юре началось раскрытие Атлантического океана: 1 – кора, 2 – литосферная мантия, 3 – астеносфера, 4 – пострифтовые карбонатные и 5 – рифтовые осадки.

дальнейший подъем астеносферы и движения по пологим сколам привели к формированию системы рифтов атлантического типа на западе и атлассского типа на востоке. В ранней юре рифты атласского типа отмерли и были перекрыты мелководными субплатформенными осадками, а рифты атлантического типа продолжали развиваться, пока самый восточный из них, расположенный над осью астеносферного поднятия не стал осью спрединга Атлантики. Остальные рифты отмерли, но в ископаемом состоянии обнаруживаются в Атлантической пассивной окраине Северной Америки вместе с мощными отложениями пассивной окраины (см. рис. 5.29 и 5.30).

Общая модель асимметричного рифтинга, приводящая к формированию разнотипных пассивных окраин, показана на рис. 5.28 [Wernicke, 1985; Le Pichon, Barbier, 1987]. В этой модели "эффективно-твердая" (хрупкая) кора испытывает единый раскол (simple shear) на всю мощность единой трещиной (зоной), падающей под углом 10–20°, вдоль которой заостренные края коры расходятся, благодаря чему кора между ними утоняется. В нависающей плите возникают более мелкие листрического типа сбросы, вдоль которых идет гравитационное соскальзывание наклоняющихся блоков коры, за счет чего происходит утонение коры на широкой площади. Кроме этой модели, вероятно, справедливой при раскрытии ряда океанов, существуют альтернативные модели симметричного растяжения и рифтинга, более характерные для внутриконтинентальных рифтов. Мы их рассмотрим ниже.

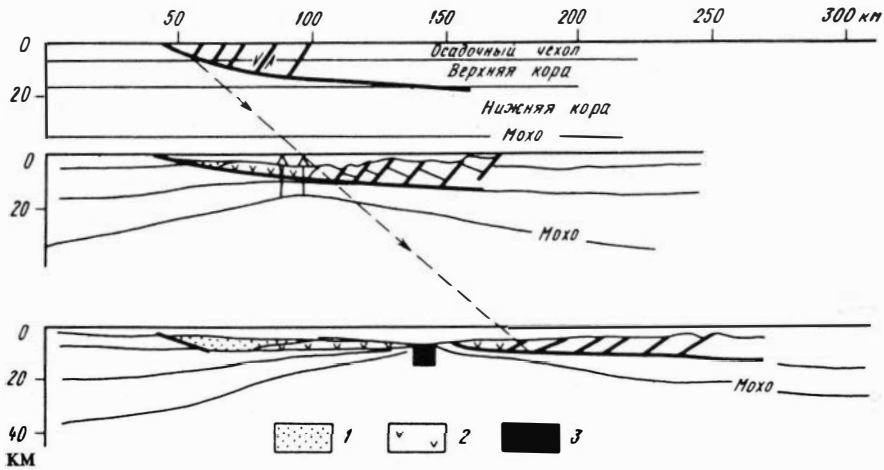


Рис. 5.28. Модель образования внутриконтинентального рифта и пассивной окраины по модели Вернике [Wernicke, 1985]:
1 – синрифтовые осадки; 2 – синрифтовые вулканиты; 3 – океаническая кора.

При формировании пассивных окраин образуются мощные осадочные призмы, часто вмещающие крупные месторождения нефти и газа. Наиболее общим случаем их формирования является "лавинная седиментация" – быстрое переотло-

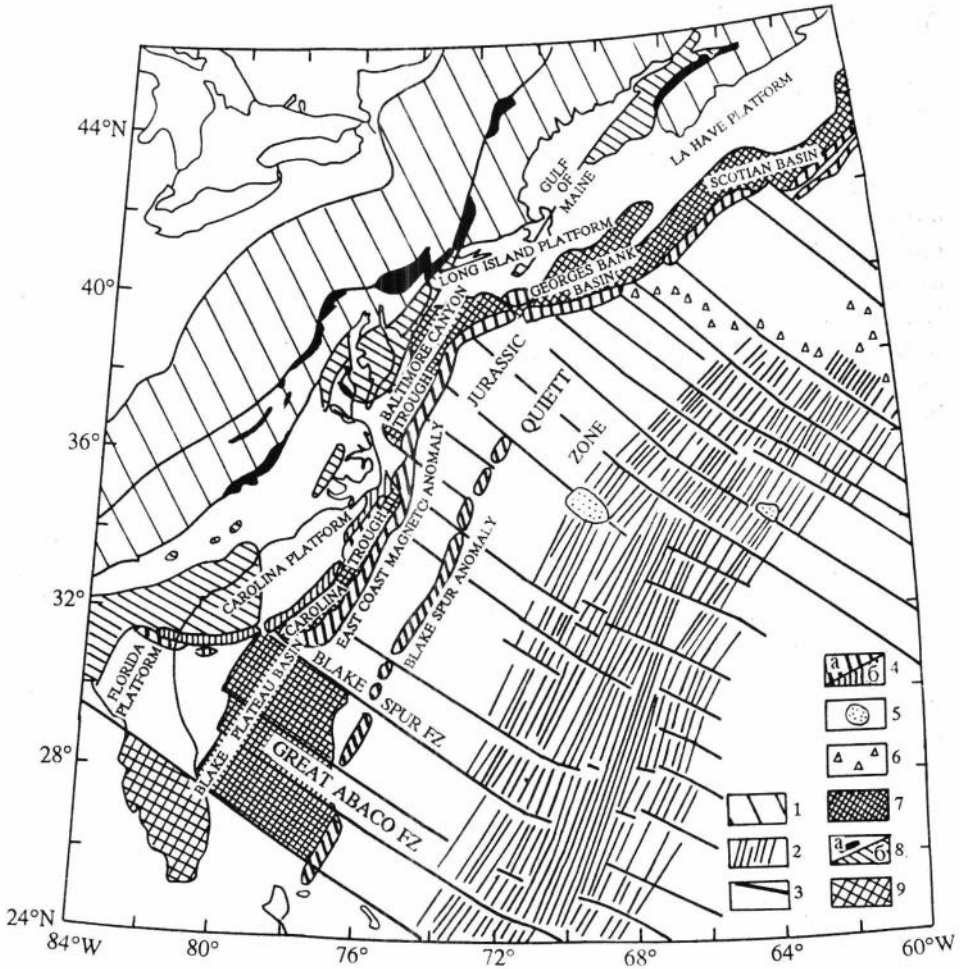


Рис. 5.29. Западно-Атлантическая континентальная окраина и прилегающая часть Аппалачской складчатой области [Klitgord, Hutchinson, 1988]:

1 – Аппалачская складчатая область; 2 – мезозойское океаническое дно с линейными магнитными аномалиями; 3 – сколовые (трансформные) зоны; 4 – магнитные аномалии, фиксирующие: а – поднятия, б – троги; 5 – выступы фундамента; 6 – Ново-Английская цепь подводных гор (след горячей точки); 7 – мезозойские бассейны; 8 – триасовые бассейны: а – обнажающиеся и б – их предполагаемое продолжение; 9 – триасовые и юрские вулканиты.

жение шельфовых отложений вниз по континентальному склону продольными и поперечными течениями с возникновением разных типов турбидитов [Лисицын, 1978, 1991].

В тектоническом плане можно различать несколько случаев такого мощного осадконакопления: 1) развитие параллельных или оперяющих впадин с миграцией

осадков в сторону развивающегося океана (Атлантическое побережье Северной Америки); 2) развитие глубоких осадочных бассейнов на стыке с крупными трансформными разломами (бассейн Новая Скотия к югу от Ньюфаундленда [Erickson, 1993]); 3) формирование дельты крупных рек, таких как Бенгальский, Амазонский, Миссисипский конусы.

Примеры первого и второго типов показаны на рис. 5.29, 5.30. Мощность отложений пассивных окраин достигает 10-12 км (см. рис. 5.30). Наблюдается как постепенное прогрессивное наращивание осадочной призмы в сторону океана (плато Блейк, каньон Центральный Балтимор), так и эрозионные контакты и переотложение в глубоководную часть континентального склона (Джорджес Бэнк, трог Каролипа). Модели этого переотложения рассмотрены в работах [Лисицын, 1978; Klitgord, Hutchinson, 1988; Erickson, 1993]. Эти прогибы с резкой асимметрией строения, наложенные на холодную литосферу пассивной окраины, в ряде случаев неустойчивы и могут привести к развитию зон субдукции (при переходе к сжатию) или новому рифтингу и/или перескоку зон спрединга (см. ниже).

Переходя к внутриконтинентальным рифтам, важно отметить, что здесь существует большое разнообразие, и термин "рифт" часто используется как синоним "зон растяжения", что во многих случаях недостаточно или неверно для объяснения наблюдаемой системы осадконакопления и вулканизма. В качестве первого приближения можно выделить:

а) периокеанический рифтинг, не приведший к формированию океана, но сформировавший сначала расходящуюся систему рифтов, а затем крупный осадочный бассейн; примером является Западно-Сибирский осадочный бассейн с системой триасовых рифтов в его основании (рис. 5.31), а также Северное море (см. ниже);

б) рассеянный спрединг, сопровождающийся активным вулканизмом, связанным с мантийным плюмом (Тунгусская синеклиза) или погребенным продолжением СОХ, т.е. мантийными струями иного типа (район Бассейнов и Хребтов – рифт Рио-Гранде, Северная Америка);

в) простые линейные структуры растяжения (типа грабена Осло);

г) рифты сдвигового типа, где сочетаются косой раздвиг и структуры типа "пул-апарт" (Байкальский рифт, рис. 5.32);

д) задуговые рифты в тылу субдукционных структур андийского типа (рифт Альтиплано, Южная Америка) или Западно-Тихоокеанского типа, где рифтовые структуры перерастают в окраинные моря (Японское море);

е) осадочные бассейны, в том числе линейные, примыкающие к предыдущим, но сформированные в условиях сжатия – передовые прогибы (Гималайский, Карпатский, бассейн р. По), рамповые структуры (Тарим, Тань-Шанские бассейны) и др.

Рифты и бассейны последних двух типов (д, е) мы рассмотрим позже в соответствующих разделах. В первых четырех группах наблюдаются взаимопереходы, например, простые рифты типа грабена Осло могут входить в состав более сложных структур типа (а) и (б). Структуры, связанные с мантийными струями (б), могут переходить в сдвиговые зоны типа (г).

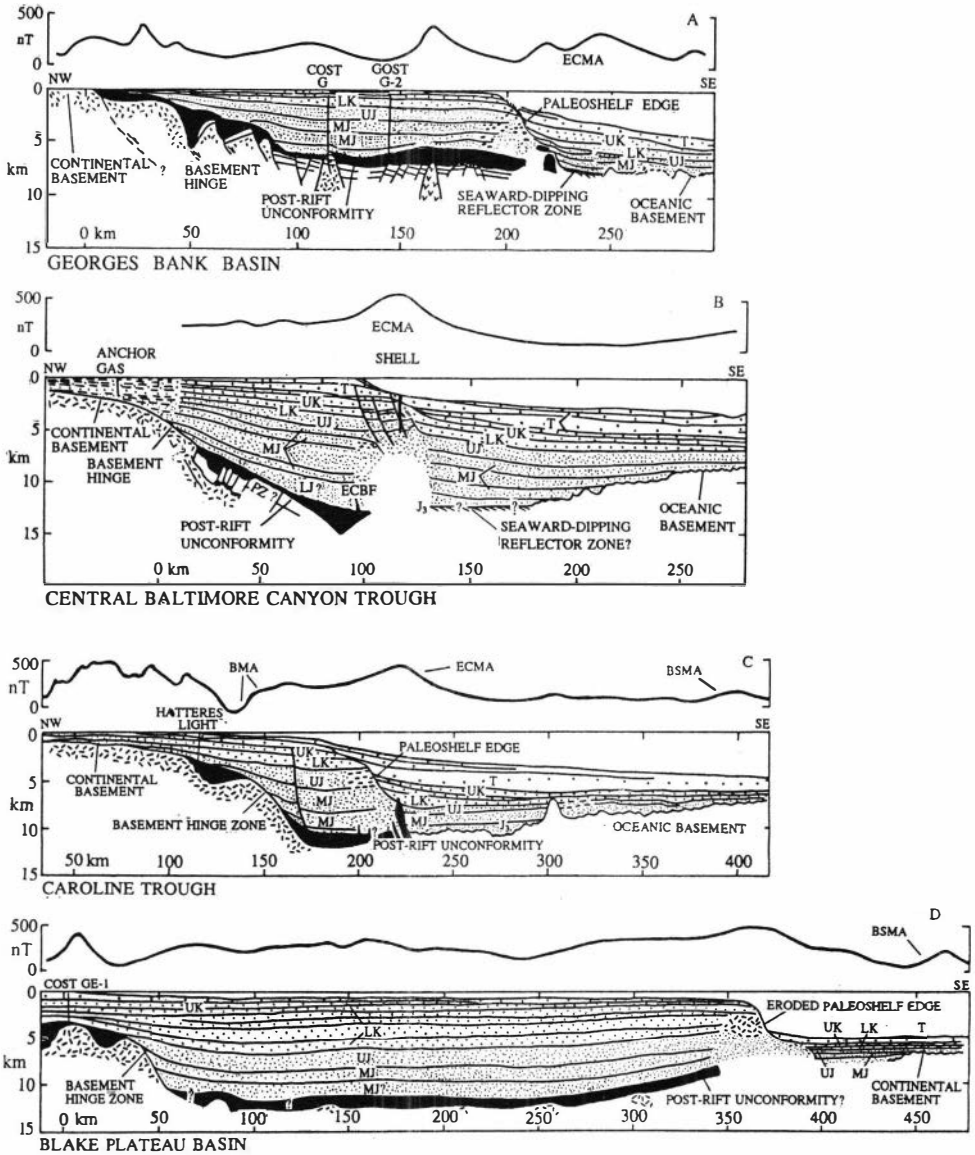


Рис. 5.30. Разрезы Атлантического побережья США [Klitgord, Hutchinson, 1988]:

A – разрез бассейна Джорджес Бэнк; B – Центрально-Балтиморский каньон; C – желоб Каролина; D – бассейн Плато Блейка (локализацию см. на рис.5.29). Черным внизу показаны триасовые осадки рифтовой стадии. Осадки: J_3, LJ, MJ, UJ – юры, LK, UK – мела, T – третичные.

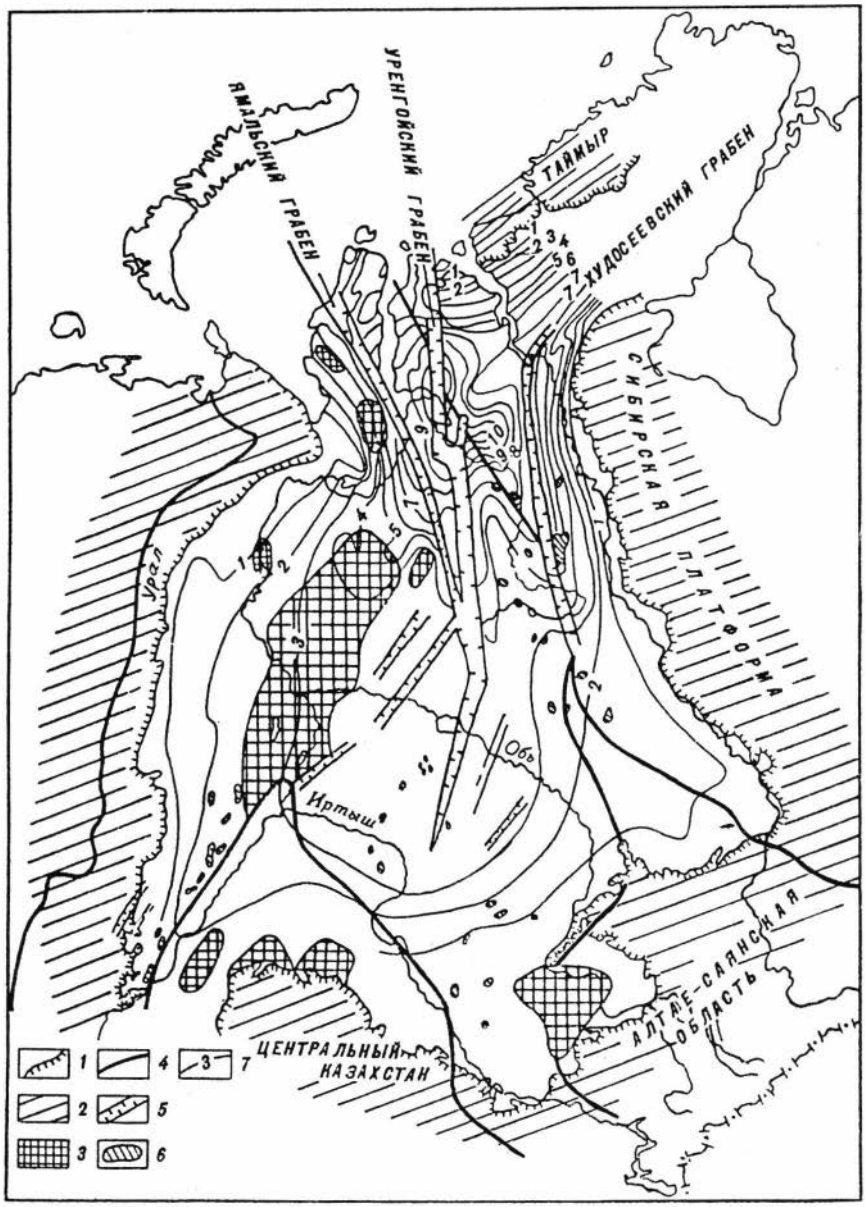


Рис. 5.31. Строение Западно-Сибирского осадочного бассейна [Зоненшайн, Кузьмин, 1933а]:

1 – контур бассейна; 2 – выходы домезозойского основания; 3 – древние массивы в фундаменте бассейна; 4 – главные палеозойские швы; 5 – триасовые рифты; 6 - триасовые базальты в основании чехла; 7 – изопахиты (км).

Рассмотрим эволюцию сложных структур на примере Западно-Сибирского бассейна (см. рис. 5.31) и Байкальского рифта (см. рис. 5.32).

В основании Западно-Сибирского бассейна геофизическими методами была обнаружена система триасовых рифтов, аналогичная по возрасту триасовым угленосным грабенам Зауралья (Челябинский грабен) [Сурков и др., 1982]. Рифты в фундаменте северной и центральной части Западно-Сибирского бассейна имеют аналогичную грабеновую форму, но сопровождаются массовыми излияниями и силлами траппов, сходными с таковыми в Тунгусской синеклизе. Возможно, оба бассейна начали формироваться одновременно по сходному механизму, но с юры началось прогибание всей обширной площади Западно-Сибирской плиты с мощностью осадочного чехла до 10 км. В Тунгусской синеклизе такого прогибания не было, но более мощное прогибание было в триасе с накоплением угленосного бассейна. Одно из возможных объяснений этих отличий заключается в том, что северная часть Западно-Сибирского бассейна в триасе представляла периокеанический рифт, или Обский палеоокеан, о чем свидетельствуют остаточные линейные аномалии магнитного поля высокой амплитуды [Аплонов, 1987].

Аналогичные примеры рифтов в основании крупных осадочных бассейнов обнаружены в Печоро-Баренцевоморской впадине (те же пермско-триасовые рифты), в бассейне Бонапарт на северо-западе Австралии и Припятском бассейне Европейской платформы (девон-каменноугольные рифты) [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а], в Северном море (кайнозойский рифт).

Байкальский рифт (см. рис. 5.32) часто сравнивают с Восточно-Африканскими рифтами, но он сильно отличается от них по составу вулканитов и строению. Главное отличие заключается в том, что вулканическая дуга, протягивающаяся от Удокана через Витимское плато до Восточного Саяна, не совпадает с рифтовыми впадинами, кроме Тункинской, где зона рифтовых впадин пересекается с вулканической дугой [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]. В Тункинской впадине вулканиты располагаются и в нижней части ее разреза, а также и на поверхности, охватывая интервал более 20 млн лет. Тункинская впадина представляет собой, по-видимому, бассейн типа "пул-апарт", как и три впадины в самом Байкале – южная с мощностью осадков до 10 км, центральная – ≥ 6 км, северная – 3 км, которые являются полуграбенами с крутым северо-западным бортом и пологим юго-восточным, с наклонными листрическими сбросами. Кинематика движений показывает преобладание здесь сдвиговых перемещений, сопровождающихся косым спредингом с амплитудой до 20 км за 15–20 млн лет [Хатчисон и др., 1994].

Байкальский рифт соединяется с Монгольскими и располагается на периферии крупного Монгольского суперплюма [Windley, Allen, 1993]. Выступ астеносферы устанавливается не только под Байкалом, но на гораздо более широкой площади. Центр этого плюма с максимальным тепловым потоком расположен в горах Хэнтей вблизи Монгольско-Российской границы. Здесь же выносятся мантийные ксенолиты с максимальными температурами в них [И.В.Ащепков, 1994 – устное сообщение). По ксенолитам в других вулканических ареалах, например на Витимском плато, фиксируются локальные астеносферные выступы, развивавшиеся как мантийные диапиры на фоне общего плюма (см. рис. 4.34).

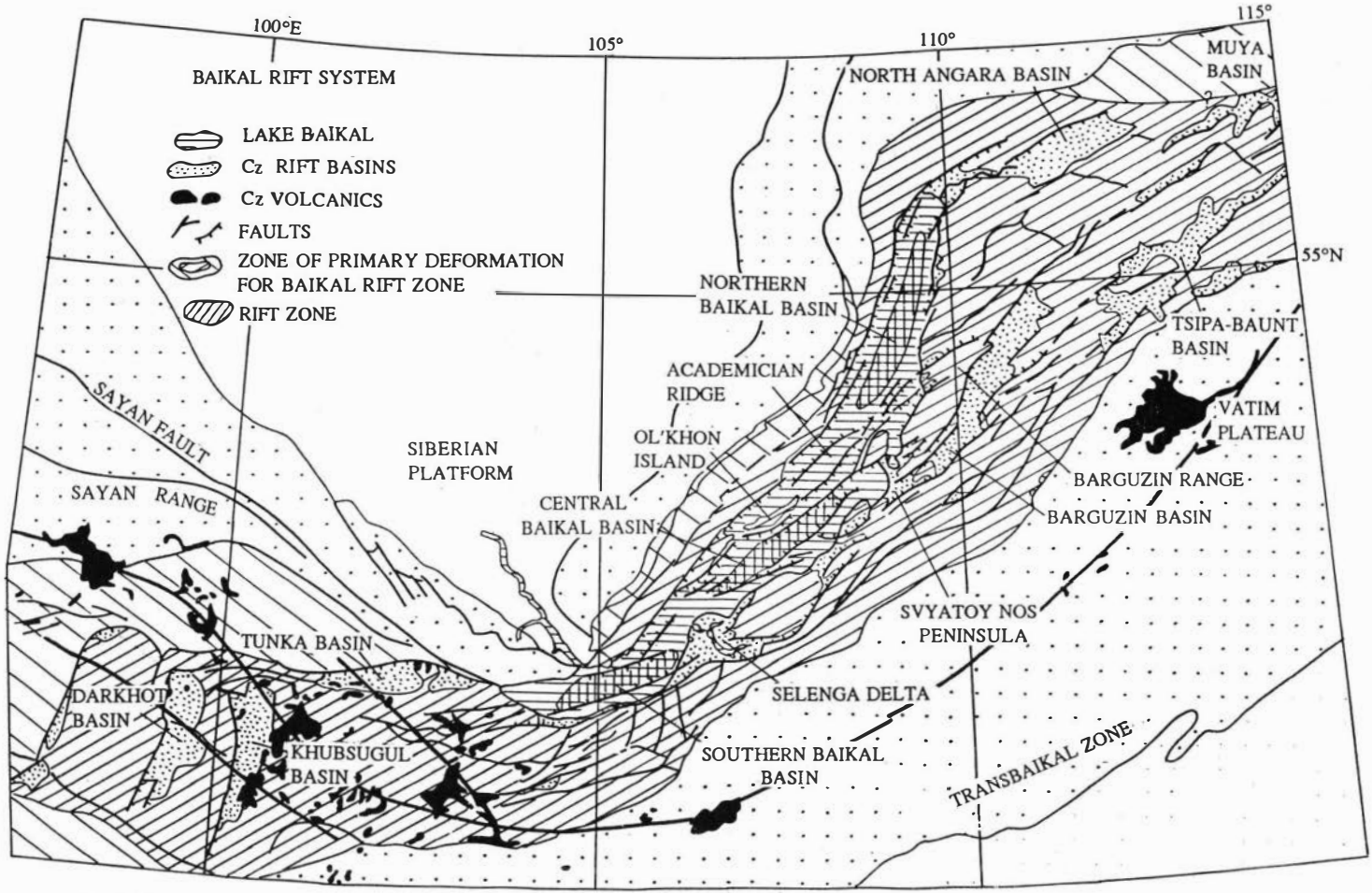


Рис. 5.32. Байкальская рифтовая система (по данным Н.А. Логачева и др.).

Если активность плюма приведет в дальнейшем к появлению новых вулканических зон или к смещению Байкальской вулканической зоны под рифтовые впадины, то можно ожидать совершенно другой сценарий, с ускорением растяжения и утонения литосферы и с переходом в структуру типа Бассейнов и Хребтов в Северной Америке.

5.4. Модели рифтообразования

Обобщенная геодинамическая модель образования рифтовых структур в континентальной коре впервые разработана Д. Мак Кензи [McKenzie, 1978; Jarvis, McKenzie, 1980], хотя многие ее моменты рассматривались раньше. Эта модель предполагает расширение и утонение литосферы, подъем горячей астеносферы, восстановление изостатического равновесия и охлаждение. В разных вариантах предполагается, что литосфера расширяется и утоняется мгновенно [McKenzie, 1978]; с экспоненциальным ускорением до достижения конечной величины растяжения, после чего следует быстрая остановка [Jarvis, McKenzie, 1980]. Конечное растяжение осуществляется с постоянной скоростью [Шеплев, Ревердатто, 1994]. Как следствие, в земной коре возникают линейные депрессии, постоянно заполняемые осадками.

Позже было показано, что к этим упрощенным моделям надо добавить варьирущее значение тектонического стресса, вызванного изменениями в относительном движении литосферных плит [Cloetingh et al., 1985; Cloetingh, 1990, 1992]. Вариации тектонического стресса играют важную роль не только в образовании рифтовых бассейнов, но и в их последующей эволюции, в частности, в колебаниях уровня моря, превышающих "нормальные" эвстатические колебания [Embry, 1990; Aubry, 1991; Cloetingh, 1992].

Рассмотрим сначала упрощенную модель [Шеплев, Ревердатто, 1994; Фриденгер и др., 1991].

Уравнение теплопереноса из астеносферы в расширяющуюся с постоянной скоростью литосферу записывается в виде [Jarvis, McKenzie, 1980; Шеплев, Ревердатто, 1994]:

$$\partial T/\partial t = a\cdot\partial^2 T/\partial z^2 - v_1(t)\cdot(1 - z/l)\cdot \partial T/\partial z, \qquad (5.19)$$

при начальных и граничных условиях:

$$t = 0\colon\ T = T_1\cdot(1 - z/l);$$
$$t > 0,\ z = 0\colon\ T = T_1;$$
$$z = l\colon\ T = 0,$$

где z – вертикальная координата, $T(z)$ – температура литосферы, T_1 – температура верхней мантии, a – коэффициент температуропроводности, t – время, l – начальная толщина литосферы, v_1 – скорость уменьшения толщины литосферы.

Введем безразмерные величины:

$$x = (1 - z/l); \qquad \theta = T/T_1;\ \tau = at/l^2; \qquad G = v_2 l^2/ba;$$
$$v(\tau) = G/(1 + G\tau); \qquad \bar{\beta} = 1 + Ga\Delta t/l^2 \approx b/b_o, \qquad (5.20)$$

где b – длина литосферной плиты, b_o – начальная длина, $\bar{\beta}$ – коэффициент расширения литосферы, v_2 – скорость расширения литосферы.

В этом случае выражение (5.19) можно представить в виде:

$$\partial\theta/\partial\tau = \partial^2\theta/\partial x^2 + \nu(\tau)\cdot\partial\theta/\partial x, \qquad (5.21)$$

при $\tau = 0$ $\theta = x$; при $\tau > 0$ $x = 0$, $\theta = 0$; $x = 1$ $\theta = 1$.

Решение уравнения (5.19) для случая ν_1 = const можно получить через вырожденные гипергеометрические функции и для случая ν_2 = const численно – методом прогонки.

Глубина погружения $S(\tau)$ рассчитывалась с учетом веса литосферы, что приблизительно может быть выражено в виде:

$$S(\tau) \approx [P(\tau) - P(o)]/[\rho_o\cdot(1 - \bar{\beta}\, T_1) - \rho_W], \qquad (5.22)$$

где $P(\tau)$ – вес литосферы в момент τ, $P(o)$ – начальный вес литосферы, ρ_o – плотность астеносферы, ρ_W – плотность воды, $\bar{\beta}$ – коэффициент температурного расширения.

Предельное погружение литосферы показано на рис. 5.33 как функция коэффициента расширения литосферы $\bar{\beta}$ и возрастающей толщины коры. Реальное предельное погружение достигает 10–12 км при $\bar{\beta}$ = 3–1,5 и толщине коры 30–40 км. Расчет этого погружения во времени (в динамике) для двух вариантов и разных темпов расширения литосферы приведен на рис. 5.34. Из него видно, что расчеты при ускоряющемся расширении и расширении с постоянной скоростью (см. рис. 5.34, кривые 2 и 3) практически совпадают, а результаты мгновенного расширения сильно отличаются, хотя конечное погружение (7–8 или 10 км) достигается одинаково.

Специальная компьютерная программа моделирования BASTA [Фриденгер и др., 1991] позволила сопоставить развитие впадин и накопление в них осадков по стратиграфо-литологической информации и смоделированную динамику опускания дна впадины, исходя из геофизической информации и вышеприведенной модели. При вычислениях применялись следующие усредненные параметры для литосферы: ρ = 2,8 г·см^3; теплопроводность λ = 7,5 мкал·см$^{-1}$·с$^{-1}$·°С$^{-1}$; тепловой поток через литосферу $q = 1{,}5\cdot10^{-6}$ кал·см$^{-2}$·с$^{-1}$; температура поверхности 10 °С; для верхней мантии $\rho_м$ = 3,33 г·см$^{-3}$; T_1 = 1350 °С. Мощность литосферы варьировала от 70 до 200 км.

Результаты расчетов для четырех типичных рифтовых структур, для которых имелась детальная информация, приведены на рис. 5.35.

В первом примере (см. рис. 5.35,а) показана динамика погружения (до 5 км) Центрального грабена в Северном море, длиной около 500 км при ширине 45–75 км [Sclater, Christič, 1980]. По сейсмическим данным, толщина коры в районе грабена составляет 15–25 км, в стороны от центральной депрессии мощность коры возрастает до 35 км. При моделировании принято, что толщина литосферы 125 км, начальная мощность коры 35 км, $\bar{\beta}$ = 1,4, начало рифтинга 150 млн лет назад, начало охлаждения астеносферы – 100 млн лет назад. Различие между модельными расчетами и наблюдаемой динамикой погружения (по стратиграфическим данным) – менее 0,1 %. Палеоизотермы рассчитаны при "стандартных" q = = $1{,}6\cdot10^{-6}$ кал·см$^{-2}$·с$^{-1}$ и средней теплопроводности литосферы, максимальная температура в наиболее погруженной части грабена равна 210 °С.

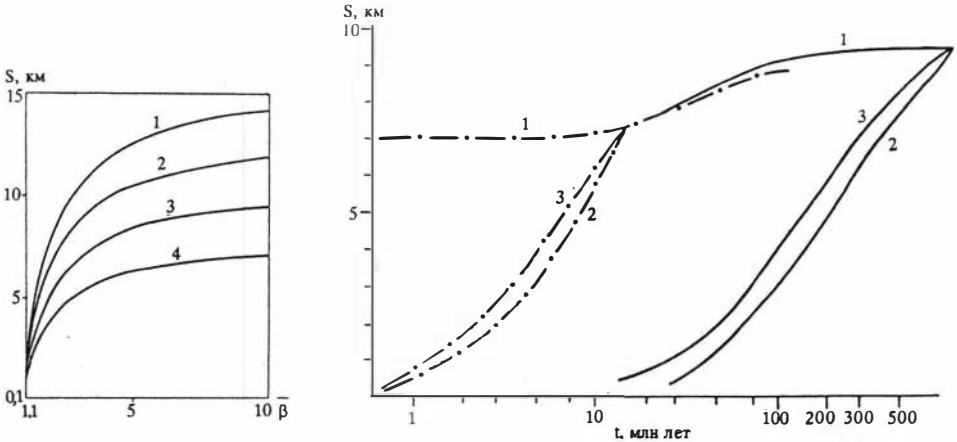


Рис. 5.33. Рассчитанные кривые мощности осадков (S) в зависимости от показателя растяжения $\bar{\beta}$ [Ревердатто и др., 1995]. Цифры 1, 2, 3 и 4 соответствуют мощностям земной коры 30, 40, 50 и 60 км соответственно. Мощность литосферы 125 км.

Рис. 5.34. Глубина погружения (*S*) при разных вариантах растяжения литосферы (цифры на кривых): 1 – мгновенное [McKenzie, 1978], 2 – ускоренное [Jarvis, McKenzie, 1980], 3 – с постоянной скоростью [Шеплев, Ревердатто, 1994]. Принято, что l = 125 км, a = 0,00804 см^2·с$^{-1}$, коэффициент термического расширения – 3,28·10^{-5} с$^{-1}$, t – время, в млн лет. Штрихпунктирные линии соответствуют вариантам при $\bar{\beta}$ = 3 и G' = 50; сплошные линии – при $\bar{\beta}$ = 3 и G' = 2.

Другой пример (см. рис. 5.35,б) относится к осевой части Датского бассейна, представляющей желоб длиной более 600 км, шириной 25–50 км, выполненный осадками мощностью около 6 км. По сейсмическим данным мощность коры в желобе 26 км, к северу от него возрастает до 40 км и более [Vejbaek, 1989]. При модельных расчетах принята мощность литосферы 94 км, начальная мощность коры 37 км, $\bar{\beta}$ = 1,44. В этом случае достигнуто совпадение между наблюдениями (по стратиграфическим данным) и расчетной динамикой. Различие в положении кривых – 0,3 %. Рассчитанное положение палеоизотерм (в двух вариантах) показывает тот же порядок температур (180–220 °С) на дне желоба.

В двух других примерах – месторождение Рейкенхоген к югу от острова Рюген (см. рис. 5.35,в) и Днепровско-Донецком авлакогене (см. рис. 5.35,г) подбор параметров (толщина литосферы 110 км, начальная мощность коры 37 и 45 км, $\bar{\beta}$ = = 1,6 и 1,8) позволил получить меньшую, но удовлетворительную точность (19 % для рис. 5.35,в и 11 % для рис. 5.35,г). Существенно, что температура, полученная по расчетам, достигла 400–500 °С в наиболее погруженной части рифтов. Это связано с тем, что за тот же период времени (150–200 млн лет) глубина рифта по сравнению с предыдущими примерами достигла удвоенной величины (9,2 и 11 км), что фиксируется также большей величиной $\bar{\beta}$ и большим подъемом кровли астеносферы.

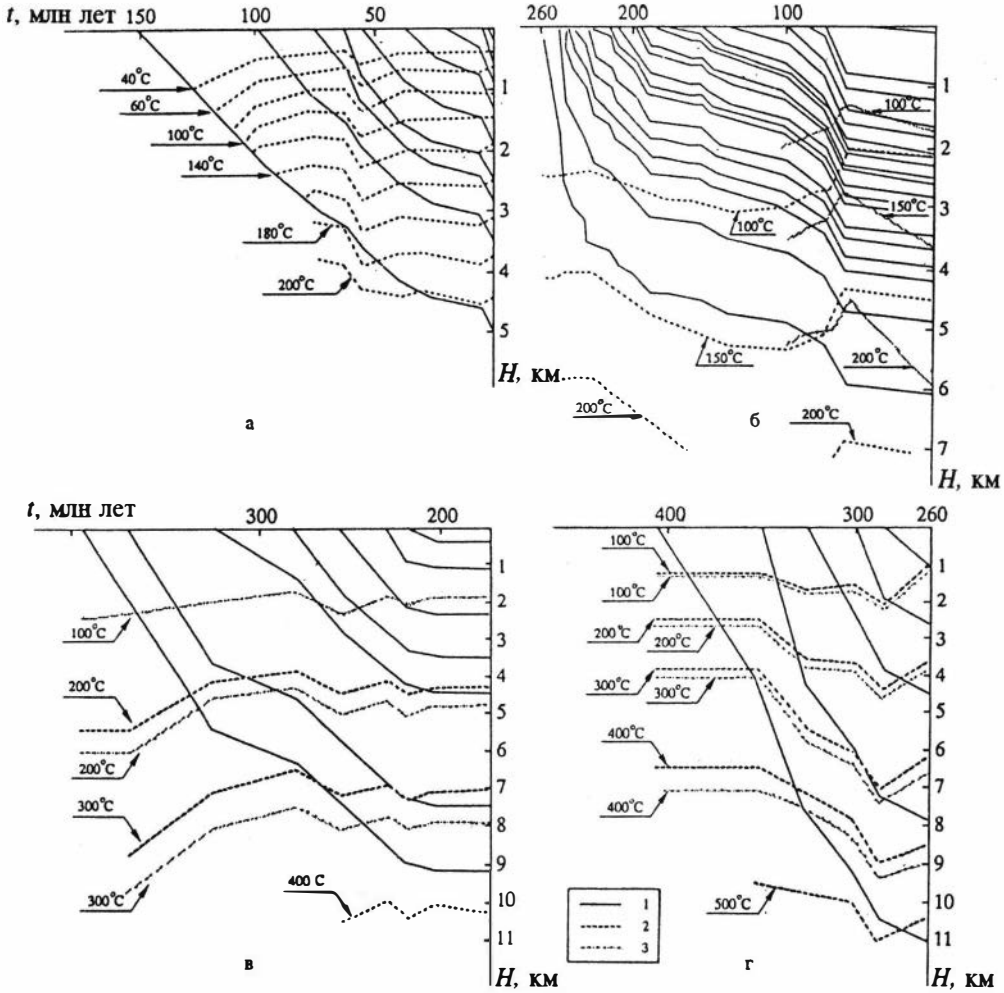


Рис. 5.35. Реконструированные разрезы рифтовых впадин и распределение в них температур [Ревердатто и др., 1995]:

а – Североморский грабен, район скв. Коноко 15/30-1 [Sclater, Christie, 1993]; **б** – Датский бассейн [Vejback, 1989]; **в** – бассейн Рейкенхоген; **г** – Днепровско-Донецкий авлакоген (объяснения см. в тексте). 1 – профили погружения, 2 и 3 –изотермы.

Влияние тектонического стресса, согласно последним работам [Cloetingh et al., 1985; Cloetingh, 1992], не только влияет на скорость погружения бассейна, вызванного термальными причинами (охлаждением астеносферы), но и приводит к дополнительным вертикальным движениям, нарушающим и его конфигурацию. Например, напряжения сжатия вызывают относительный подъем бортов бассейна, дополнительное опускание центральной части – миграцию береговой линии в сторону моря, усиление скорости осадконакопления (рис. 5.36а).

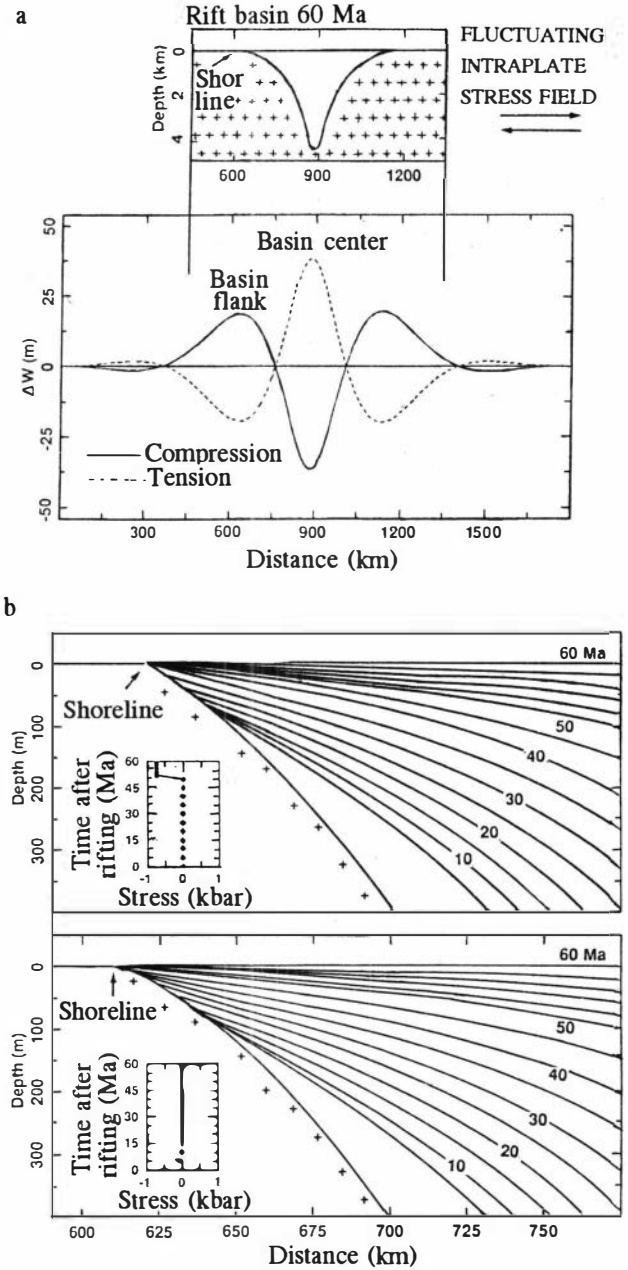


Рис. 5.36. Индуцированные стрессом погружения (поднятия) в рифтовых бассейнах [Cloetingh et al., 1985]:

a – дифференциальное погружение или поднятие (в метрах), индуцированное сжатием в 1 кбар (сплошная линия) или растяжением в 1 кбар (пунктирная линия); **b** – влияние на стратиграфию рифтового бассейна эффекта сжатия в 1 кбар, адаптирующего классическую модель нагружения осадками.

Увеличение напряжений растяжения индуцирует расширение бассейна, понижение бортов и, следовательно, трансгрессивную миграцию береговой линии, локальные поднятия в центре бассейна (см. рис. 5.36a). Изменение стратиграфии рифтового бассейна, вызванное сжатием в 1 кбар после главной рифтовой стадии, показано на рис. 5.36b.

Изучение мезозойских рифтовых бассейнов в Северной Атлантике и Северном море [Cloetingh et al., 1989, 1990; Cloetingh, 1992] показало, что осадочное выполнение бассейнов наиболее успешно воспроизводится в моделях, учитывающих флюктуации поля напряжений на фоне длительной термальной эволюции. При этом вариации стресса коррелируются с изменением поля напряжений в течение спрединга и взаимодействия плит в Атлантике и Средиземноморье, в частности, с фазой интенсивного столкновения между Африканской и Евразиатской плитами [Cloetingh et al., 1990].

Еще большее влияние стресса обнаруживается при формировании рамповых бассейнов в обстановке сжатия, а также сложных бассейнов переходного типа, например, в предгорных бассейнах Пиренеев и Бетских Кордильер, где ранняя рифтовая стадия сменяется обстановкой сжатия и формирования форланда [Zoetemeijer et al., 1990; Cloetingh, 1992]. Эти случаи мы рассмотрим при характеристике коллизионной обстановки.

Наконец, реальный процесс растяжения в литосфере происходит по-разному в верхней хрупкой зоне и пластичной нижней коре и литосферной мантии. Об этом одним из первых писал С.Н. Иванов [1978], выделивший даже специальный метаморфизм зон растяжения, а позже трактовал границу Конрада в земной коре как поверхность разделительного надвига ("отделитель") и границу зон хрупкой и пластичной деформаций [S.N. Ivanov, K.S. Ivanov, 1993].

Реальная картина может быть еще сложнее. На рис. 5.37 и 5.38 сопоставлены реальная структура зоны растяжения бассейнов и хребтов в штате Аризона, полученная по сейсмическим и геологическим данным [Krüger, Johnson, 1994], и результат экспериментального моделирования растяжения в многослойной среде – вверху хрупкой, внизу пластичной [Brun et al., 1994]. Как и на рис. 5.28, характерно сочетание главного разделительного надвига и листрических разломов в верхней хрупкой коре, из которых один может стать главным, собирательным (LAF – Listric Accommodation Fault, см. рис. 5.37).

Но в отличие от упрощенных моделей, рассмотренных выше, возникает куполообразное поднятие нижней пластической коры в верхнюю, которое затем "замерзает" и фиксируется как гранито-гнейсовый купол или метаморфическое ядро кордильерского типа. Даже простого "размягчения" (снижения вязкости) гранито-гнейсовой нижней или промежуточной коры достаточно, чтобы создать метаморфический купол. Но если происходит концентрация гранитного легкого расплава в куполе, то дополнительный эффект плавучести и снижение вязкости, даст наибольший эффект [Lister, Baldwin, 1993].

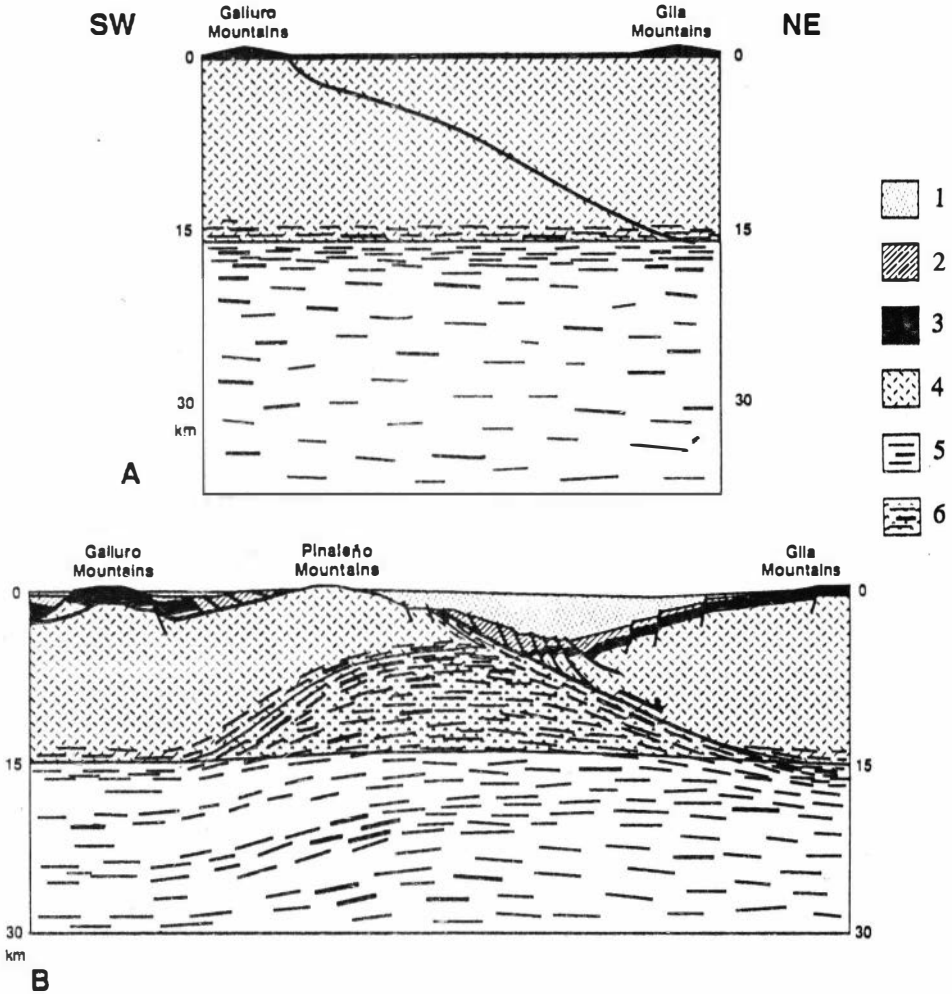


Рис. 5.37. Схематический разрез от гор Галиуро до гор Гила, Западные штаты США [Krüger, Johnson, 1994]:

A – до движения по разделительному срыву; **B** – в настоящее время. 1 – позднекайнозойский осадочный бассейн; 2 – среднетретичные осадки, синхронные с растяжением; 3 – среднетретичные вулканиты; 4 – зона хрупкой деформации в дозоценовой коре; 5 – пластически деформированная кора; 6 – кора пластически деформированная при растяжении и поднятая выше современной границы хрупкой деформации.

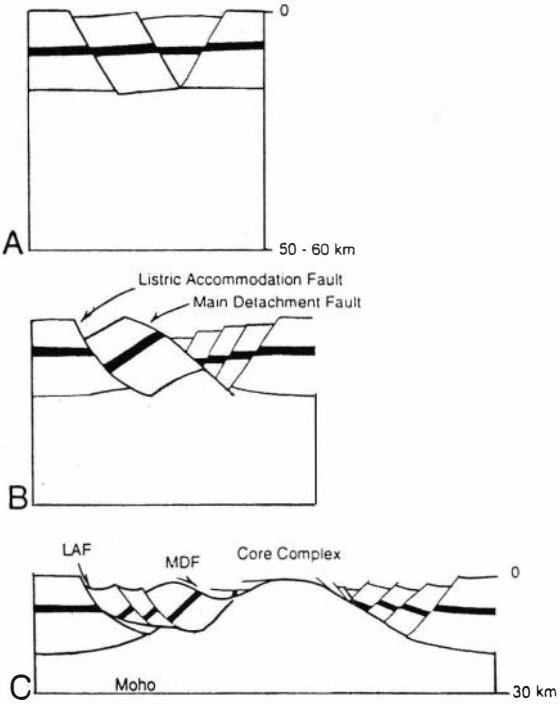


Рис. 5.38. Эволюционная модель системы с разделительным разломом по результатам экспериментального моделирования [Brun et al., 1994].

5.5. Зоны субдукции островодужного типа

Зоны субдукции, в которых поглощается океаническая литосфера и возникает новая литосфера, включающая кору андезитового состава, являются важнейшими элементами структуры Земли и важнейшими активными зонами, в которых выделяется 90–95 % сейсмической энергии и концентрируется главная часть наиболее активных вулканов. Здесь же образуются многие месторождения минерального сырья. Однако геодинамические процессы в этих зонах наиболее сложные и во многом еще не расшифрованы. Поэтому зоны субдукции – это ключевые элементы, важные для успешного развития геодинамической теории и геологии в целом.

Современные зоны субдукции концентрируются в двух планетарных поясах – вокруг Тихого океана и Альпийском (или Индонезийском – Средиземноморском – Карибском). Но ситуация в этих поясах сложная, так как в последнем сохранилась только часть зон субдукции ранее непрерывного мезозойского пояса субдукции, Тихоокеанское обрамление разбивается на три почти одинаковых сегмента, из которых южный (от Новой Зеландии до зоны Скоша, см. рис. 1.2) не содержит современных активных зон субдукции, а остальные два сегмента отличаются по их характеру.

Северо-западная часть Тихого океана, от Аляски до Новой Зеландии, обрамлена зонами субдукции островодужного типа, которые имеют молодой, кайнозойский возраст (или существенно перестроены в конце мела–начале кайнозоя). Аналогичные зоны субдукции присутствуют в Альпийском поясе, но здесь они являются реликтами более древнего мезозойского пояса. Большая часть мезозойских зон субдукции в Альпийском поясе либо существенно перестроена, либо исчезла в конце мела–первой половине кайнозоя, вплоть до столкновения Индии с Азиатским континентом 40 млн лет назад.

Восточная часть обрамления Тихого океана ограничена Кордильерами Южной и Северной Америки, из которых большая часть, вместе с прилегающими желобами, представляет собой субдукционные зоны андийского типа (называемые также активными окраинами континентов андийского типа). Северный фрагмент этой зоны, от Калифорнии до Аляски (см. рис. 1.2, 1.3), имеет более сложную структуру, в которой сочетаются фрагменты зон андийского типа (Каскадные горы), погребенные зоны спрединга (зона Бассейнов и Хребтов), крупные сдвиговые зоны (Сан-Андреас и др.). Но еще в конце мела здесь наблюдалась непрерывная зона андийского типа, поэтому "калифорнийскую обстановку" можно считать частным случаем эволюции зон андийского типа.

Во всех этих типах активных зон наблюдаются взаимопереходы, мы уже упоминали это для Кордильер Северной Америки (от Калифорнии до Аляски). В южной части Южной Америки (в Чили) была обстановка островной дуги и окраинного моря до середины мела, после чего окраинное море закрылось. В островодужных системах северо-западной части Тихого океана имеются фрагменты (Камчатка, Новая Зеландия), которые фактически соответствуют андийскому типу, а в геологическом прошлом (в мелу–раннем палеогене) здесь существовал активный Чукотско-Охотский пояс андийского типа, протягивавшийся до Японии. Вне современных активных зон в обрамлении древних океанов (Палеоазиатском, Палеотетис, Япетус, Монголо-Охотском) в позднем докембрии и раннем мезозое сложным образом сочетались и сменяли друг друга обстановки островодужного, андийского и более сложного типов.

Тем не менее, в первом приближении достаточно уверенно различаются зоны субдукции островодужного и андийского типов. В этом параграфе мы рассмотрим основные особенности современных зон субдукции островодужного типа.

Типичными и наиболее изученными островными дугами являются Курильская, Японская и Идзу-Бонинская. Вариации сейсмичности и глубинного строения в этих дугах были показаны выше (см. рис. 4.1). Эти дуги имеют и ряд других существенных отличий. В тылу Курильской и Японской дуг наблюдаются молодые котловины с корой океанического типа – Южно-Курильская и Центрально-Японо-Морская, возникшие в миоцене 20–25 млн лет назад. До этого на месте Японии существовала активная окраина андийского типа, а Курильская дуга претерпела реорганизацию после столкновения с Японской активной окраиной, результатом чего явилось также раскрытие двух вышеуказанных котловин.

В зоне сочленения Японской и Курильской дуг на острове Хоккайдо наблюдается резкое изменение характера сейсмических зон (см. рис. 4.1). Под

Курильской дугой сейсмофокальная зона маркирует только нижнюю границу литосферной плиты, под Японской – верхнюю и нижнюю или только верхнюю [Hasegawa, 1994]. Другими словами, характер скольжения погружающейся литосферной плиты с вышележащей островной дугой и подстилающей астеносферой здесь существенно меняется.

Судя по сейсмическим данным и распределению вулканов, угол наклона зон субдукции островодужного типа достаточно крутой (45–65°), иногда до вертикального (в Марианской дуге). С этим коррелируется относительно слабое и переменное "зацепление" в более крутых зонах субдукции, которое происходит только вдоль нижней или верхней границы (Курильская и Японская дуги) или исчезает почти полностью, как в Марианской дуге. Здесь в интервале 17–25° N (см. рис. 4.1) наблюдается субвертикальное пятнистое распределение глубокофокусных землетрясений, что можно объяснить погружением эклогитизированных блоков при слабом зацеплении погружающейся плиты. Отрыв таких эклогитизированных блоков можно предположить и в крутонаклоненных разрезах *c* и *d* на 29° и 28° N и в дуге Тонга, судя по изолированным сгусткам очагов землетрясений на глубинах 400–700 км (см. рис. 4.1).

Изменение угла наклона и сейсмичности является первой отличительной особенностью зон субдукции островодужного типа.

Идзу-Бонинская и Марианская дуги в тылу имеют океаническую структуру Филиппинского моря, которая претерпела длительную эволюцию, начиная с мела [Геология дна..., 1980]. Как видно из рис. 4.1 и 5.39, западнее этих дуг на дне Филиппинского моря прослеживается отмершая островная дуга Кюсю-Палау, которая была активной в мелу–палеогене. Между ними находится молодой (миоценовый) Бонинский бассейн (Б), а к западу от Кюсю-Палау – древний (мезозойский) остаточный Западно-Филиппинский бассейн (ЗФ). Марианско-Бонинская дуга представляет собой двойную дугу: между новейшей (восточной) и более западной дугой располагается Марианский междуговой бассейн, активно развивающийся в настоящее время (см. рис. 5.39).

Аналогичное строение имеют бассейны между дугой Тонга-Кермадек и Австралией (см. рис. 5.39). Самые восточные, примыкающие к активным дугам бассейны Лау-Гавр и Северо-Фиджийский являются современными активными, а самые западные, примыкающие к Австралии (Тасманское море), – самые древние. Таким образом, в большинстве дуг северо-западной окраины Тихого океана (Курильская, Японская, Бонинская, Марианская, Тонга) сами дуги последовательно смещались в сторону океана и последовательно в этом же направлении возникали все более молодые задуговые бассейны с локальными задуговыми зонами спрединга [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а].

Более сложное строение имеют активные бассейны Вудларк, Манус, Банда (см. рис. 5.39), возникшие в зоне сочленения Меланезийско-Индонезийской цепи дуг Альпийского пояса и дуг западного обрамления Тихого океана, "раздавливаемые" движением Австралийского континента на север. Часть из них (бассейны Вудларк, Манус, Гавр) продолжаются в виде континентальных рифтов с щелочным бимодальным вулканизмом в Папуа – Новой Гвинее и Северном острове Новой



Рис. 5.39. Задуговые бассейны юго-запада Тихого океана [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а].

Бассейны: 1 – активные, 2 – отмершие (Б – Бонинский, ЗФ – Западно-Филиппинский, с отмершей дугой Кюсю-Палау между ними); 3 – зоны субдукции; 4 – крупные трансформные разломы.

Зеландии. Аналогичный бимодальный щелочной вулканизм с возрастом 19–9 млн лет наблюдается в Северном Хоккайдо на выклинивании Южно-Курильской котловины [Nakayama, 1994].

Строение самой зоны столкновения (рис. 5.40) показывает, что в секторое Алор-Рамонг (A-R, о-в Тимор) и юго-западной части дуги Банда (SW B-A) коллизия Индонезийской дуги и Австралийской плиты началась 5 млн лет назад, что привело к смещению желоба и дуги к северу и пододвиганию края Австралийского континента под о-в Тимор на расстояние более 150 км. Возникновение встречных надвигов Флорес и Ветар и раскрытие молодой впадины Банда в тылу Индонезийской дуги показывает, что начинается перескок зоны субдукции с падением в южном направлении и появлением активной окраины андийского типа.

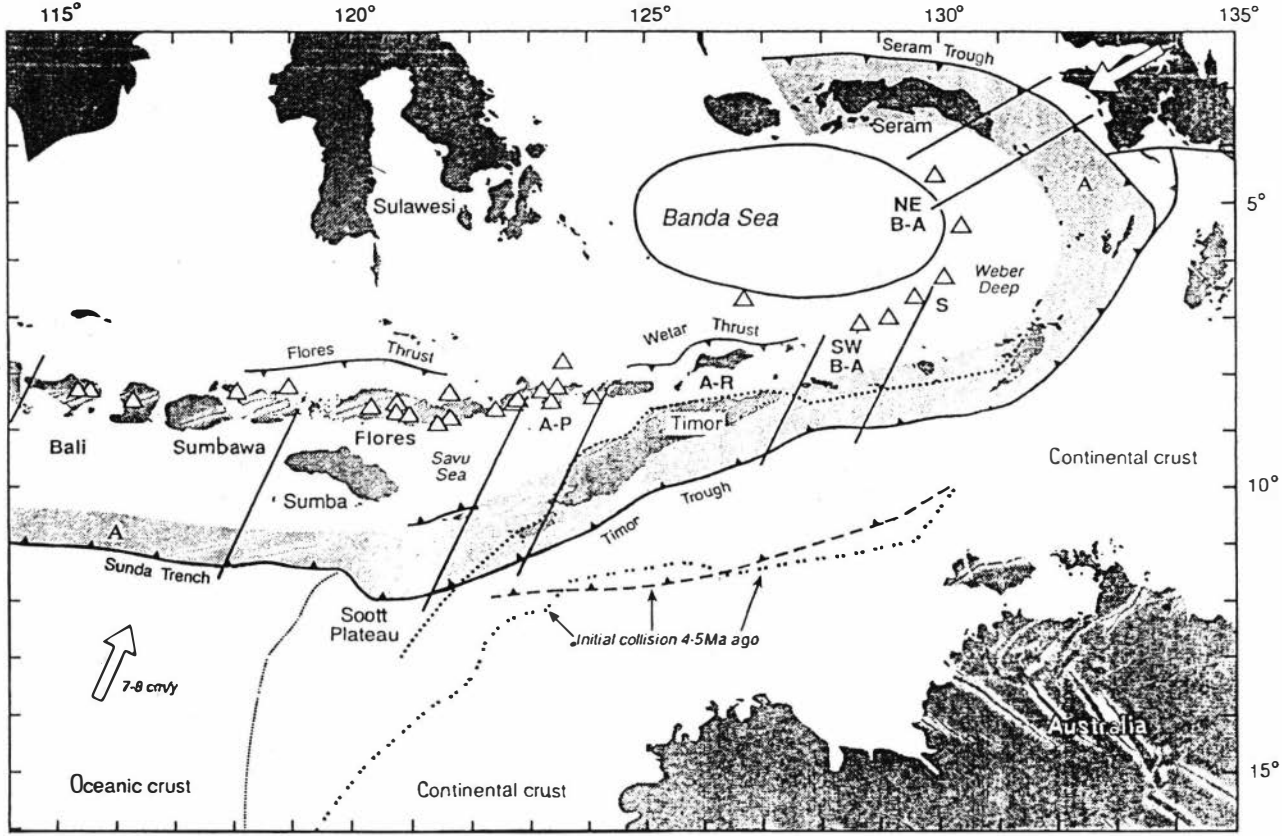


Рис. 5.40. Область коллизии дуга - Австралийский континент в Западной Индонезии [Van Bergen et al., 1993]:
A–P, A–R, SW B-A–секторы зоны субдукционной системы на фронте коллизии. Точечный пунктир показывает современную границу континентальной коры и 5 млн лет назад; пунктир – первоначальное положение трога Тимор; треугольники – современные вулканы; заштрихованная зона (A) – аккреционный комплекс.

Изучение состава вулканизма и, в частности, отношения изотопов *Nd* и *Pb* позволило подсчитать [Van Bergen et al., 1993], что за 5 млн лет в секторе A-R были субдуцированы осадки средней мощностью 2700 м, из которых треть (850 м мощности) переплавлена и вовлечена в объем изверженного материала. В прилегающих зонах (Флорес, A-P и SW B-A, см. рис. 5.40) были вовлечены осадки средней мощностью 2300–1750 м, из которых четверть (около 530–480 м мощности) внесли свой вклад в магматический источник. В обычных островных дугах вклад осадков в состав выплавляемых базальтов и андезитов незначительный.

Таким образом, вторым важным элементом островодужных структур Западно-Тихоокеанского типа является наличие задуговых бассейнов, в том числе с современными активными зонами спрединга.

Размеры активных бассейнов достигают 1000 км в поперечнике. В них идет активный вулканизм пестрого состава, и сочетаются базальты типа СОХ (в Северо-Фиджийском бассейне, наиболее молодые базальты бассейна Лау и др.), гибридные базальты задуговых бассейнов (ЗБ) и андезито-дацитовые серии (в бассейне Бонин, Лау, Вудларк и др.). Базальты задуговых бассейнов отличаются повышенными (по сравнению с СОХ) содержаниями *K*, *Rb*, *Be*, изотопными отношениями $^{87}Sr/^{86}Sr$, и такими же, или пониженными содержаниями *Ti*, *Nb*, *Hf*, отношениями $^{143}Nd/^{144}Nd$ [Hawkins, 1989; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а].

На состав магматических пород задуговых бассейнов, вероятно, влияют два основных фактора: задугового спрединга, обеспечивающего поступление магмы из истощенной астеносферы (базальты СОХ), и субдукции, обеспечивающей поступление водонасыщенной магмы, отделяющейся от погружающейся океанической плиты. Влияние субдукционной компоненты сказывается в широком развитии андезитов – дацитов и появлении высокопузыристых разностей. Базальты ЗБ отличаются высокой пузыристостью и обогащением некоторыми литофильными элементами, поэтому их можно считать гибридными (выплавки из астеносферы типа СОХ + + флюидные добавки из зоны субдукции). Однако ассоциация с бимодальными щелочными сериями на выклинивании задуговых бассейнов (Северный Хоккайдо, Папуа–Новая Гвинея, Северный остров Новой Зеландии) показывает возможное влияние глубинных (нижнемантийных) струй. Подобное взаимодействие реставрируется при движении Йелоустонской горячей струи в Северной Америке.

Важно отметить также соотношение вулканитов с осадочными сериями в задуговых бассейнах. В зарождающихся задуговых бассейнах (Окинава, ранняя стадия Японского моря и др.) раскол идет внутри осадочного (турбидитового) выполнения, и здесь часто возникают силлово-базальтовые комплексы, ассоциирующие с турбидитами. Ископаемые примеры таких толщ описаны как специфические офиолиты Венгрии [Балла, Добрецов, 1984], офиолиты Шимокава в поясе Хидака [Komatsu et al., 1992]. После отмирания осей спрединга задуговые бассейны быстро заполняются толщами осадков так же, как и в Южно-Охотской котловине и Японском море. В Южно-Охотском бассейне в части, приближенной к Курильской дуге, большая роль принадлежит зернистым турбидитам, содержащим продукты размыва вулканических пород дуги. В центральной части бассейна накапливаются тонкие дистальные турбидиты совместно с органогенно-кремнистыми

диатомовыми илами. В присахалинской части значительная примесь грубообломочных турбидитов приурочена к подводным каньонам. Здесь же формируются залежи газогидратов, с которыми связаны газовые факелы, в центральной части – нефтяные залежи. В бассейнах тропической зоны большую роль играют рифовые известняки (в мелководной зоне и на отмерших вулканах) и карбонатные илы (в глубоководной части) [Зонеишайн, Кузьмин, 1993а].

В задуговых бассейнах вблизи зон спрединга проявляется гидротермальная деятельность и сульфидная минерализация, сходная с СОХ, но благодаря влиянию осадков и зон субдукции, здесь появляются также *Pb*, *Ag*, *Au* (т.е. полиметаллическое оруденение), хотя присутствуют и медно–цинковые руды (например, в Северо-Фиджийском бассейне).

В Бонинском бассейне (см. рис. 5.39) по соседству с дацитовым куполом отлагаются стратифицированные руды типа Куроко. Здесь же в кальдере одного из андезитовых вулканов на глубине 400 м в пиритовых залежах содержание *Au* достигает 140 г/т, *Ag* – 150 г/т [Urabe et al., 1987].

В бассейне Лау (рис. 5.41) обнаружены гидротермальные поля в северной и центральной частях, а в спрединговом хр. Валуфа – целый протяженный пояс из цепочки гидротермальных полей, получивших собственные названия, – Белая Церковь, Ван Лили, Хине-Хина [Fouquet et al., 1991; Бортников и др., 1993; Зайков, Зайкова, 1994]. Значительная их часть, как и в других задуговых бассейнах, низкотемпературная, и с ними связаны железо-марганцевые и барит-опалсульфатные проявления. Но есть и высокотемпературные источники (до 400 °С), с которыми связаны богатые медью сульфиды, отложившиеся из кислых (pH = 2,5) растворов [Fouquet et al., 1991].

В бассейне Манус (см. рис. 5.39) на гидротермальном поле, названном "Венский лес", выделены три стадии сульфидной минерализации [Шадлун и др., 1992]. Ранняя высокотемпературная медно–цинковая ассоциация (халькопирит–пирит–вюртцит–сфалерит) сменилась полиметаллической (галенит–сфалерит–пирит–марказит–барит–опал) с характерными почковидными и колломорфными структурами. Завершающей является сульфидно–опалбаритовая ассоциация, включающая минералы серебра (акантит, полибазит, прустит и пираргирит).

В строении самой вулканической дуги выделяются следующие главные элементы (рис. 5.42):

1) желоб, где сочетаются океанические осадки, турбидиты (выносимые потоками вдоль желоба); возможны своеобразные вулканиты;

2) аккреционная призма (или клин), состоящая из серии чешуй и сильно деформированных пород;

3) преддуговой бассейн (иногда два бассейна), залегающий на древних вулканитах или древнем аккреционном комплексе; их осадки состоят в основном из турбидитов, возникших за счет размыва вулканитов;

4) активная вулканическая дуга.

Для желобов давно установлены геофизические аномалии – отрицательные гравитационные (до -250 мГал) и очень низкие значения теплового потока. Приокеанический склон желоба более пологий и целиком принадлежит океанической

плите, а приостровной – более крутой и относится к аккреционной призме. Часть желобов в разной степени заполнена турбидитами, залегающими горизонтально в осевой долине и на приокеаническом желобе. Желоб во фронте Каскадных гор у побережья Северной Америки целиком заполнен осадками и выявляется только геофизическими методами. В осадках желоба часто наблюдаются олистостромы за счет сползания и надвигания с островного склона.

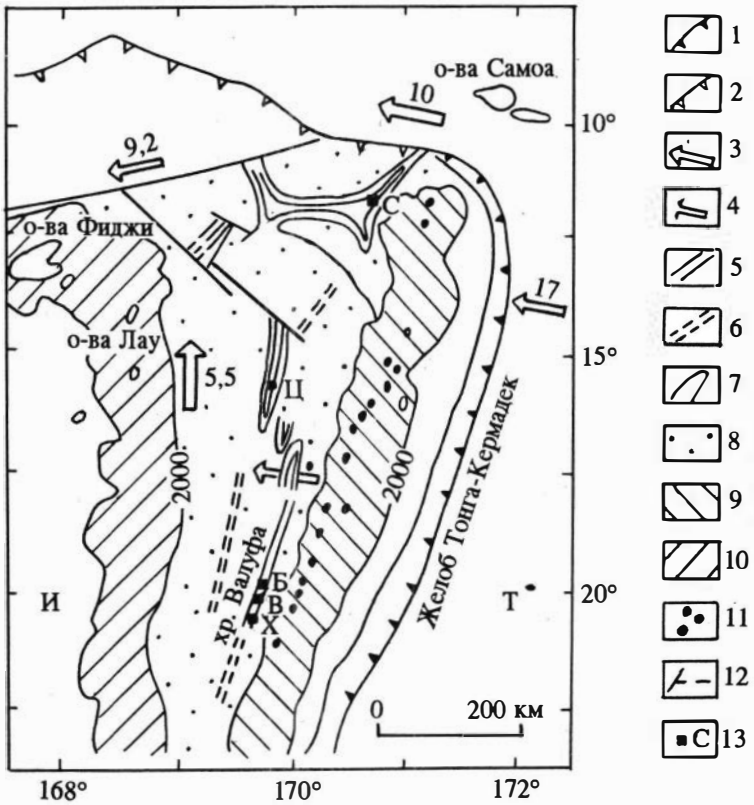


Рис. 5.41. Схема тектонического бассейна Лау [Fouquet et al., 1991; Бортников и др., 1993].

Зоны субдукции: 1 – активные и 2 – отмершие; **направления движения плит:** 3 – абсолютного и 4 – относительного; **оси спрединга**: 5 – активные и 6 – отмершие; 7 – неовулканические хребты; 8 – молодая океаническая кора бассейна Лау; **островные дуги**: 9 – активная и 10 – отмершая; 11 – подводные островодужные вулканы; 12 – разломы; 13 – гидротермальные зоны (С – Северная Лау, Ц – Центральная, Б – Белая Церковь, В – Ван Лили, Х – Хине-Хина). Плиты Тихоокеанская (Т) и Индийско-Австралийская (И).

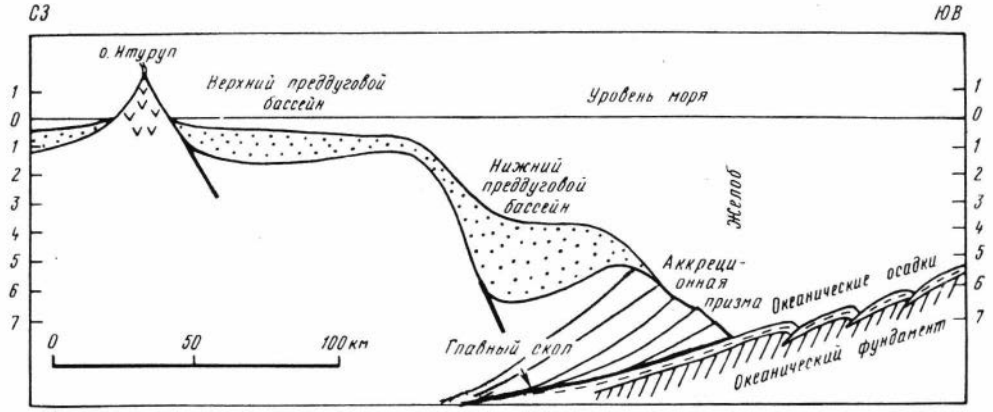


Рис. 5.42. Разрез через Курильскую островную дугу, показывающий главные элементы дуги [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а].

Наиболее важный элемент в островодужной структуре – это аккреционный клин (призма). Как будет показано ниже, наличие этого клина позволяет понять условия стабильного существования зоны субдукции и/или условия неустойчивости и возвратной транспортировки глубинного материала. Нижней границей клина является главный скол, или главная тектоническая зона. Размеры и строение аккреционного клина сильно варьируют, в Курильской дуге (см. рис. 5.42) его размеры 100×40 км (выход на склоне дуги не превышает 25–20 км). Аккреционный клин около о-ва Барбадос достигает в ширину 250 км (при пологом падении зоны субдукции), причем в нижней его части устанавливается большое число грязевых диапиров и грязевых вулканов, перемешивающих вещество клина, а в висячем боку и внутри клина устанавливаются интенсивно деформированные линзы с большим количеством сейсмических отражающих площадок [Brown, Westbrook, 1988]. Разделительный надвиг, разделяющий нижнюю и верхнюю зоны, представляет зону мощностью 15 м с высокой активностью флюидов [Shipley et al., 1994].

Глубинное строение типичного аккреционного клина и всей верхней части зоны субдукции более детально изучены на примере Японии (рис. 5.43). Здесь видно постепенное увеличение угла наклона главного склона от 5–10° вблизи желоба до 45° на глубинах около 90 км. Верхняя граница клина устанавливается на основании геологических данных по наличию недеформированных осадков преддугового прогиба (см. также рис. 5.42) и на основании сейсмических данных – по наличию очагов землетрясений, группирующихся в основном в пределах клина и частично – в подстилающей океанической плите. На глубине около 50 км, в подошве островодужной литосферы, изменение характера и группировки землетрясений иллюстрирует переход от клина h_1 к узкой щелевидной зоне h_0 (см. раздел 5.8).

Геофизические данные указывают на то, что в подошве клина, в зоне главного скола, действует механизм сжатия в комбинации со сдвигом, параллельным

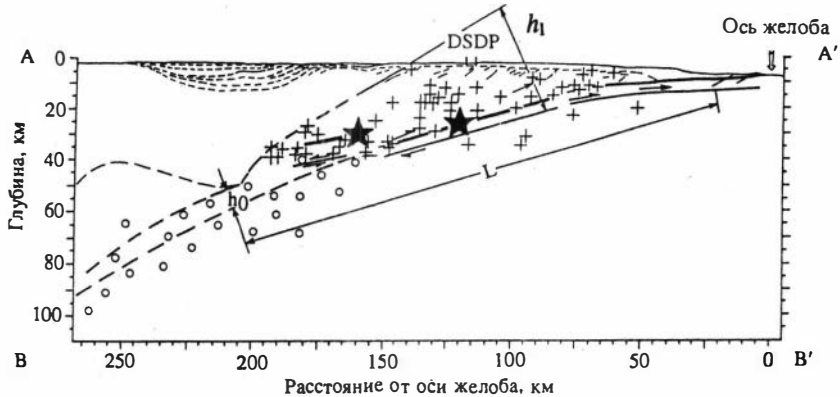


Рис. 5.43. Разрез через Японский желоб и зону субдукции [Magee, Zoback, 1993]. Положение разреза см. на рис. 4.1. Размеры аккреционного клина h_o, h_1 и L см. в тексте, звездочками и крестиками показаны крупные и обычные землетрясения, кружками – афтершоки. Вверху - геологический разрез.

погружающейся пластине (см. рис. 5.43). Эта особенность установлена давно [Айзек и др., 1974] и вместе с высоким фактором Q (прочностью) в погружающейся пластине, резко отличающейся от астеносферы, указывает на относительную низкую вязкость (жесткость и прочность) литосферной плиты. Новым (см. рис. 5.43) является установление условий растяжения в верхней части клина и обнаружение активной фильтрации поровых вод в этой части клина, вызывающей образование вышеупомянутых грязевых диапиров и обводненных надвигов, а также переход к другим механизмам сжатия – отрыва в глубинных частях сейсмофокальной плоскости. Эти переходы зависят от относительной скорости движения плит [Magee, Zoback, 1993; Shipley et al., 1994].

Большинство указанных параметров существенно меняются в зонах субдукции андийского типа.

5.6. Зоны субдукции андийского типа

Зоны субдукции андийского типа отличаются от островодужных следующими главными особенностями:

1) пологим наклоном зоны субдукции, сопровождающимся "тектонической эрозией" континентальной плиты и удаленностью магматического фронта от желоба (рис. 5.44);

2) отсутствием задуговых бассейнов, вместо которых в ряде случаев появляются задуговые континентальные рифты, проявляющиеся на фоне крупных сводов;

3) вырожденным характером аккреционного клина;

4) особым характером магматизма (повышенная роль кислых эффузивов, наличие гранитных батолитов), свидетельствующим о вовлечении в плавление осадков и/или чешуй континентальной коры.

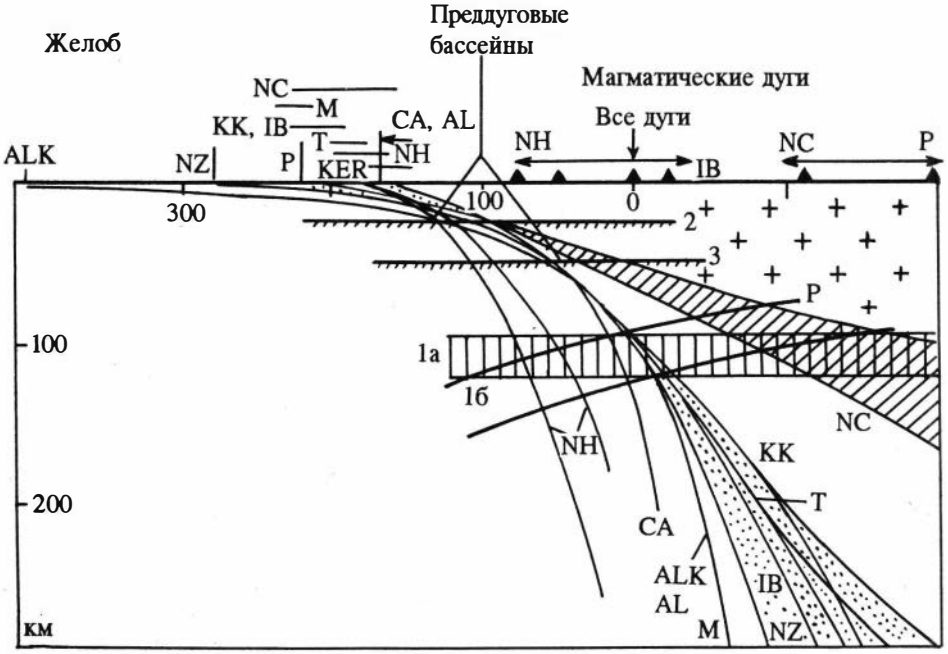


Рис. 5.44. Конфигурация верхней поверхности погружающейся плиты для различных субдукционных зон. Модифицировано из [Айзек и др., 1974; Cloos, 1993]: 1а, 1б – зоны образования магм, постоянная по глубине (1а), зависящая от скорости субдукции (1б); 2,3 – минимальная глубина перехода амфиболит-эклогит для "теплой" (2) и "холодной" (3) зоны субдукции. ALK – Аляска, AL – Алеутская дуга, CA – Центральная Америка, IB – Идзу-Бонинская, KK – Курило-Камчатская, M – Марианская, NC – Северное Чили, NH – Северные Гибриды, NZ – Новая Зеландия, P – Перу, T – Тонга, KER – Кермадек.

Эти особенности могут быть объяснены быстрым встречным движением океанической и континентальной коры. Но прежде чем переходить к рассмотрению этой гипотезы, обсудим кратко вышеназванные особенности.

1. Сопоставление сейсмофокальных зон и разнотипных магматических дуг показано на рис. 5.44. Магматический фронт под активными окраинами (*NC*, *P*) расположен на 100–200 км дальше, чем в типичных островных дугах благодаря пологому наклону погружающейся плиты. Островные дуги, как уже отмечалось, делятся на два подтипа: обычные, с углом наклона плиты 45–60° (поле с точками *NZ*, *IB*, *T*, *KK*) и аномальные дуги с крутым наклоном 60–90° (*NH*, *CA*, *ALK*, *AL*, *M*) и нередко с сильной кривизной, выражающейся пологим наклоном плиты вблизи желоба (*ALK*, *AL*, *NZ*). Для активных окраин такое искривление выражено слабо.

Под активными континентальными окраинами большинство очагов землетрясений сконцентрировано до глубин 200–300 км, причем они локализованы не только в аккреционном клине и погружающейся плите, как под островными дугами, а

рассредоточены во всем клине между поверхностью и погружающейся плитой. Кроме того, скорость поперечных волн в этом клине непрерывно возрастает до глубины 250–300 км. Оба факта говорят об отсутствии астеносферного слоя, т.е. мощность литосферы под активной окраиной составляет не менее 250 км. На глубине 300 км сейсмичность прекращается, но в ряде случаев вновь появляется на глубинах 500–600 км. Эта локальная зона глубокофокусной сейсмичности, возможно, отражает присутствие на глубине отрезка литосферной пластины (или ее недоплавленные остатки), перемещенной в мантию и в глубь континента относительно верхней части сейсмофокальной зоны. Эти особенности характерны также для некоторых зон коллизии континентов (типа Гималайской).

Сейсмофокальные зоны и глубоководные желоба у активных континентальных окраин лишены дугообразной формы, характерной для островных дуг и прилегающих желобов. Во многих случаях они ориентированы не перпендикулярно направлению поддвигания океанической плиты (хотя и в островных дугах направление движения Тихоокеанской плиты не всегда перпендикулярно желобу). Эти особенности можно объяснить двумя факторами: а) мощная континентальная литосфера не может приспособиться к идеальной форме дуги; б) активные континентальные окраины надвигаются на зоны субдукции (частично надвигаются и островные дуги при "косой" субдукции).

2. Сводовые поднятия Анд, утолщение коры (до 70 км) и литосферы (до 250 км) под Андами, сплошная сейсмичность под ними и механизмы землетрясений показывают, что в условиях быстрого встречного движения плит значительная часть континентальной литосферы под Андами находится в состоянии сжатия. И только на вершине свода появляются локальные условия растяжения с возникновением рифтов, тогда как во фронтальной части и в тылу свода они вновь сменяются сжатием. В тылу свода они реализуются возникновением надвигов и покровов, которые надвигаются на молассовые прогибы [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а], во фронтальной части – деформациями континентального склона (изгибы, надвиги, сдвиги), что приводит к неоднократному возобновлению лавинных олистостром [Ross et al., 1994].

Таким образом, возникновение рифтов активных окраин на вершине свода, а не в тылу структуры, как для задуговых морей, указывает на существенное отличие возникновения этих двух типов структур по тектоническим условиям. Существенно они отличаются и по характеру магматизма. В рифтах активных окраин (Альтиплано в Южной Америке, Рио-Гранде в Северной Америке и др.) преобладают щелочно-базальтовые или щелочные бимодальные серии, сближающие их с типичными континентальными рифтами.

3. Сама Андийская магматическая дуга (рис. 5.45) кроме андезитовых серий, включает в себя огромные объемы дацит-липаритовых серий и гранитных батолитов. Чередование в пространстве и времени вулканитов и крупных плутонов говорит о чередовании эпох сжатия и растяжения (или уменьшения сжатия), а состав вулканитов и плутонов, в том числе такие метки, как Be_{10}, показывают на значительное участие в образовании магм осадков континентального происхождения или чешуй континентальной коры. Разновозрастные серии (см. рис. 5.45) пока-

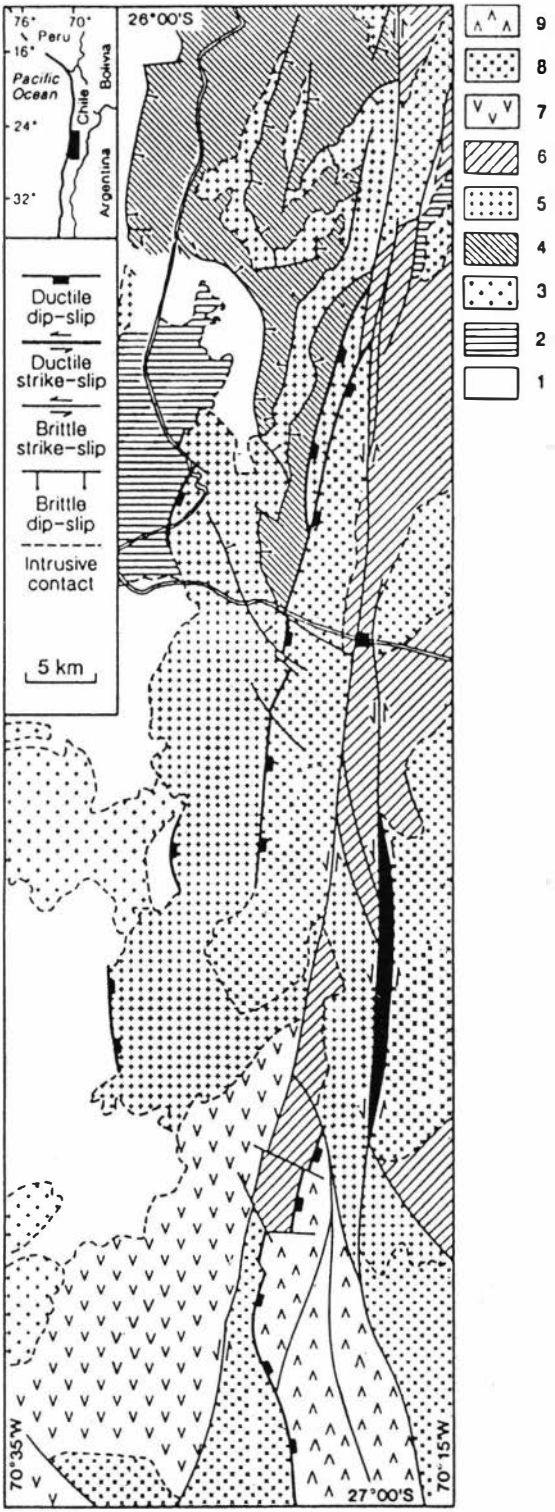


Рис. 5.45. Геологическое строение мезозойской части Анд в Северном Чили [Grocott et al., 1994]:

1 – верхнепалеозойский аккреционный комплекс, включая древние вулканиты; 2, 3 – позднетриасовый и раннеюрский плутонические комплексы; 4 – ранне-среднеюрские вулканические и осадочные породы; 5 – позднеюрский плутонический комплекс; 6 – нижнемеловые вулканические породы; 7 – 9 – три фазы раннемелового плутонического комплекса. Слева во врезке показано положение закартированного участка и разные типы пластичных и хрупких надвиговых и сдвиговых деформаций.

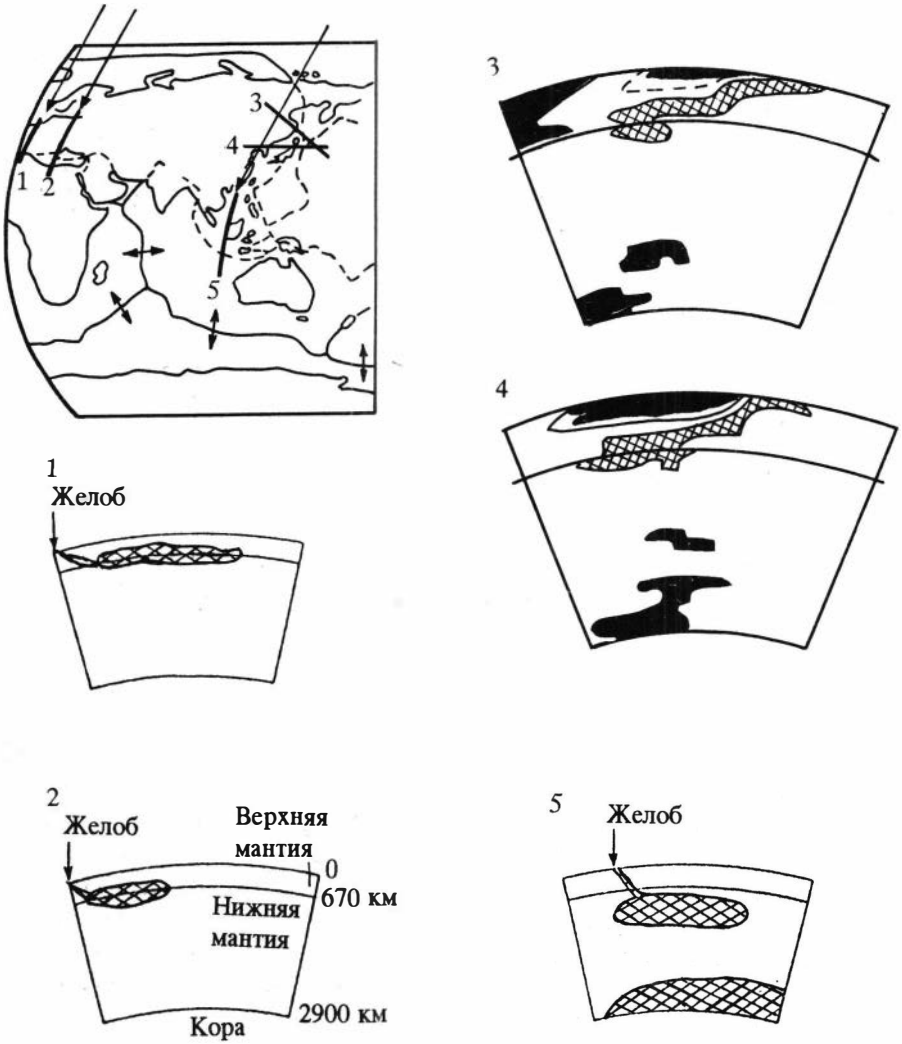


Рис. 5.46. Схематические сечения верхней и нижней мантии поперек активных и отмерших островных дуг Альпийской области и Тихого океана.
Заштриховано – главные тяжелые массы (реститы), выявленные по аномалиям + ΔV [Fukao et al., 1994]; черное – нагретые зоны. 1 – Западные Альпы; 2 – Центральное Средиземноморье; 3-5 – дуги: 3 – Японская; 4 – Марианская; 5 – Индонезийская.

зывают, что магматический фронт в активных окраинах часто смещается в сторону континента, а не океана, как в островных дугах. Наконец, в магматической дуге нередко возникают бреши или зоны, где магматизм и сейсмичность отсутствуют. Например, в Южной Америке в зону субдукции в районе 15° ю.ш. подходит

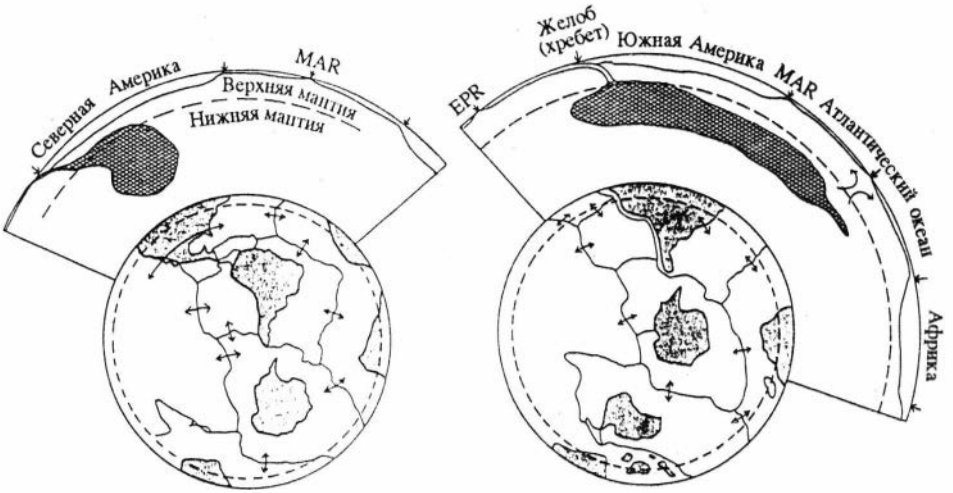


Рис. 5.47. Глобальные сечения через Северную и Южную Америку, показывающие субдуктируемые плиты и накопленные реститы (заштриховано) [Fukao et al., 1994].

океанический хр. Наска, который вызывает сейсмическую и вулканическую брешь в Андийской дуге. Подобные примеры известны и в других местах, где в конечном счете столкнувшиеся хребты "приращиваются" к зоне субдукции [Бен Аврахам и др., 1984; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а]. Другие особенности магматизма субдукционных зон и возможные модельные построения рассмотрены в следующем разделе. Здесь же важно подчеркнуть, что в отличие от островных дуг, для которых характерны перескоки и относительная кратковременность существования (30–50 млн лет), активные окраины андийского типа существуют па большем их протяжении, начиная с мела, т.е. более 150 млн лет. Существенные перестройки в их развитии мы отмечали лишь на южном фланге (Чили) и северном фланге (севернее Калифорнии).

Это приводит и к существенному изменению глубинной структуры. Кроме пологого наклона зоны субдукции (см. рис. 5.44), характерно наличие крупных плотных масс – возможных реститов от переплавленных литосферных плит – под Андийской дугой и отсутствие таких масс под островными дугами. Эти особенности для молодых дуг и длительных зон субдукции андийского типа сопоставлены на рис. 5.46 и 5.47. В молодых дугах плотные массы небольшие по объему и растекаются вдоль границы верхней и нижней мантии. Под более длительно существующими дугами (Индонезийской) плотные массы увеличиваются и погружаются в нижнюю мантию. Еще более отчетливо этот эффект выражен для Андийского пояса Северной Америки, а под Южной Америкой плотные массы (вероятные реститы) распространены в виде горизонтальной плиты до MAR (Срединно-Атлантического хребта).

5.7. Модели магматизма и метаморфизма в зонах субдукции

Общая схема зоны магматизма и распределения метаморфических фаций в зоне субдукции и над ней, под островной дугой показана на рис. 5.48 [Ernst, 1974]. Магматическая колонна (в виде просачивающихся расплавов и серии промежуточных камер) начинается в верхней части субдуцируемой плиты на глубине 100–140 км (см. рис. 5.48). Над этой колонной в островной дуге возникает высокий тепловой поток, в результате чего изотермы, служащие границами фаций, поднимаются вверх (изотерма 500° – граница зеленосланцевой (5) и эпидот-амфиболитовой (6) фации – до глубины 4–5 км; изотерма 750° – граница гранулитовой фации (8) до глубины 13–15 км). В верхней части субдуцируемой плиты изограды, напротив, изгибаются вниз, поскольку погружается "холодный" материал, и общая последовательность метаморфических фаций до глубины 50–70 км выглядит следующим образом: 1) цеолитовая; 2) пумпеллиит-актинолитовая; 3) голубосланцевая (глаукофансланцевая); 4) эклогитовая; 6) эпидот-амфиболитовая (эпидот-гранат-барруазитовая).

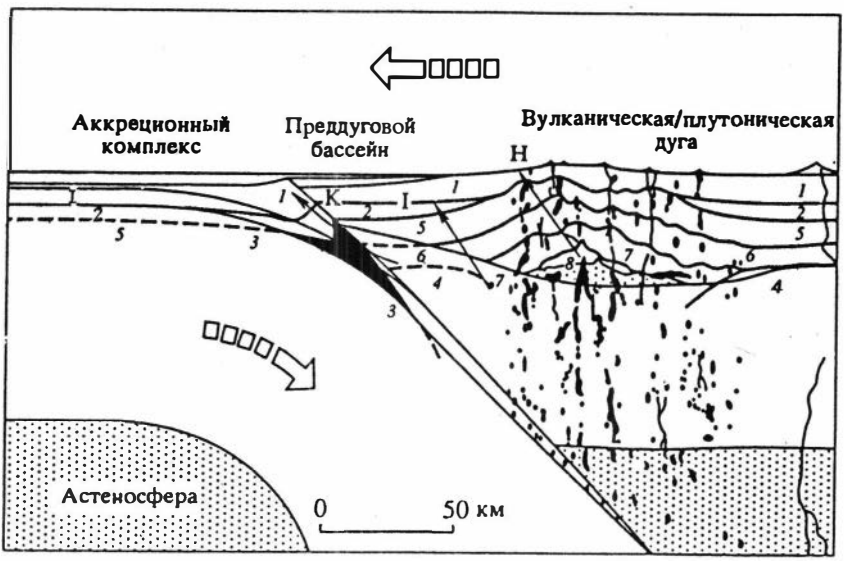


Рис. 5.48. Схематический разрез зоны субдукции и островной дуги, отражающий распределение метаморфических фаций и магматический фронт островной дуги (по данным В. Эрнста [Ernst, 1974, с изменениями]).

Фации (1-8) приведены ниже на рис. 5.51. Линии со стрелками H, I, K – показывают условия метаморфических зон Хидака, Идонаппу и Камуикотан на Хоккайдо и их аналогов. Пояснения см. в тексте .

Однако эта общая схема сильно варьирует в зависимости от скорости и длительности процесса субдукции, наличия трения в зоне главного скола и других

дополнительных эффектов. Рассчитанные P-T–кривые в субдуцируемой океанической коре [Peacock, 1993], наложенные на схему фаций [Liou et al., 1985; Evans, 1990], показаны на рис. 5.49.

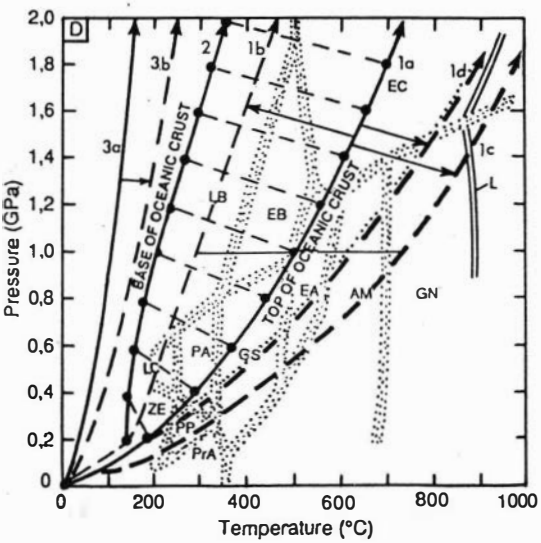


Рис. 5.49. Рассчитанные распределения T и P в модели [Peacock, 1993] на фоне схемы метаморфических фаций. Фации: ZE – цеолитовая, PP – пренит-пумпеллиитовая, PrA – пренит-актинолитовая, LC – лавсонит-хлоритовая, PA – пумпеллиит-актинолитовая, GS – зелено-сланцевая, EA – эпидот-амфиболитовая, AM – амфиболитовая, GN – гранулитовая, LB – лавсонит-голубосланцевая, EB – эпидот-глаукофановая, EC – эклогитовая (сравни с рис. 5.48 и 5.51). Линии 1a, 1b, 1c, 1d, 2, 3a, 3b – см. объяснения в тексте, L – линия плавления в присутствии H_2O.

Расчет велся по упрощенной схеме, показанной на рис. 5.50 [Peacock, 1993; Molnar, England, 1990].

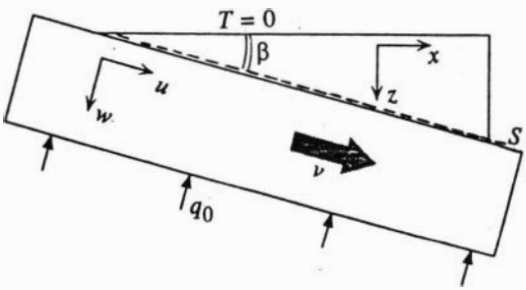


Рис. 5.50. Система координат и геометрия субдукционной зоны в модели [Peacock, 1993]. Объяснения см. в тексте.

В отсутствие значительного радиогенного нагревания стационарное распределение температуры вдоль зоны "главного скола", или главной зоны рассланцевания, описывается уравнением

$$T = [(q_0 + \Delta P \cdot u) \cdot z_f / \lambda]/S, \qquad (5.23)$$

где T – температура [K], q_o – тепловой поток на нижней границе субдуцируемой плиты [Вт/м^2], ΔP – сдвиговой стресс, или избыточное давление в зоне сдвига [Па], u - скорость субдукции [м/с], z_f – глубина до главного скола, λ – теплопроводимость [Вт/м·K] и S – дивизор, который рассчитывается для адвекции по формуле

$$S = 1 + b\,[\sqrt{(u\,z_f\,\sin\beta)\,/\,a}\,], \qquad (5.24)$$

где b – константа (1,0–1,2, судя по численным экспериментам), β – угол наклона субдуцируемой плиты и a – "температуропроводность" [м^2/с]. В этой модели величина $\Delta P(\tau)$ постоянная вдоль зоны сдвига (см. рис. 5.50).

Дополнительно надо учесть тепло, передаваемое в субдуцируемую плиту из верхней пластины (верхнего полупространства) по уравнению теплопроводности, где температура верхнего полупространства меняется во времени. Заменим глубину до зоны скола на время $z_f = u{\cdot}t{\cdot}\sin\beta$ и примем исходное распределение температур в субдуцируемой плите в зависимости от w, перпендикулярного к S (см. рис. 5.50).

$$T(w,t = 0) = (q_o/\lambda){\cdot}w. \qquad (5.25)$$

Мы можем рассчитать распределение температуры в нижней плите в зависимости от времени t (погружения данной породы от поверхности), скорости субдукции u, избыточного стресса ΔP и координаты z_f:

$$T(w,t) = (q_o/\lambda){\cdot}w + (z_f/S)((q_o + \Delta P{\cdot}u)/\lambda)\times$$
$$\times[4i^2{\cdot}\mathrm{erfc}\,(w/2\sqrt{a\cdot z_f\,/\,u\cdot\sin\beta}\,)], \qquad (5.26)$$

где $i^2{\cdot}\mathrm{erfc}(x)$ – двойной интеграл функции ошибок. Зависимость P от глубины выражается формулой

$$P = \rho g(z_f + w{\cdot}\cos\beta). \qquad (5.27)$$

Результаты расчетов при q_o = 0,05 Вт/м^2, β = 20°, ρ = 3000 кг/м^3, λ = = 2,5 Вт/м·K, $a = 10^{-6}$ м^2/с представлены на рис. 5.49. Все кривые (кроме точечной 1d) рассчитаны по уравнению (5.26).

Как видно из рис. 5.49, наибольшее влияние оказывают касательные напряжения на границе раздела опускающейся литосферы. Снижение стресса от 67 до 33 МПа (кривые 1a–1b) приводит к снижению температуры (на той же глубине) на 200–300 °C. Повышение стресса от 67 до 100 МПа (кривые 1a–1c) приводит к повышению температуры еще на 200–300 °C. В основании океанической коры температура на 200–400 °C ниже, чем в ее верхней части, где она повышается за счет теплоты трения.

Влияние скорости субдукции сказывается двояким способом. При отсутствии сдвигового давления и трения повышение скорости субдукции снижает температуру на той же глубине (см. кривые 3a–3b на рис. 5.49). Начиная со сдвигового стресса 20-25 МПа, возрастание скорости субдукции повышает температуру за счет увеличения тепла трения. Наконец, кривая 1d иллюстрирует более высокотемпературное положение кривой для начального состояния процесса субдукции, далекого от стационарного состояния. Эта кривая рассчитывается по выражению [Peacock, 1993]:

$$T = (0{,}5q_o{\cdot}z_f)/\lambda + (\Delta P{\cdot}u{\cdot}/\lambda)\sqrt{(a\cdot z_f\,)\,/\,(\tau\cdot u\cdot\sin\beta)}\;, \qquad (5.28)$$

где τ – коэффициент трения.

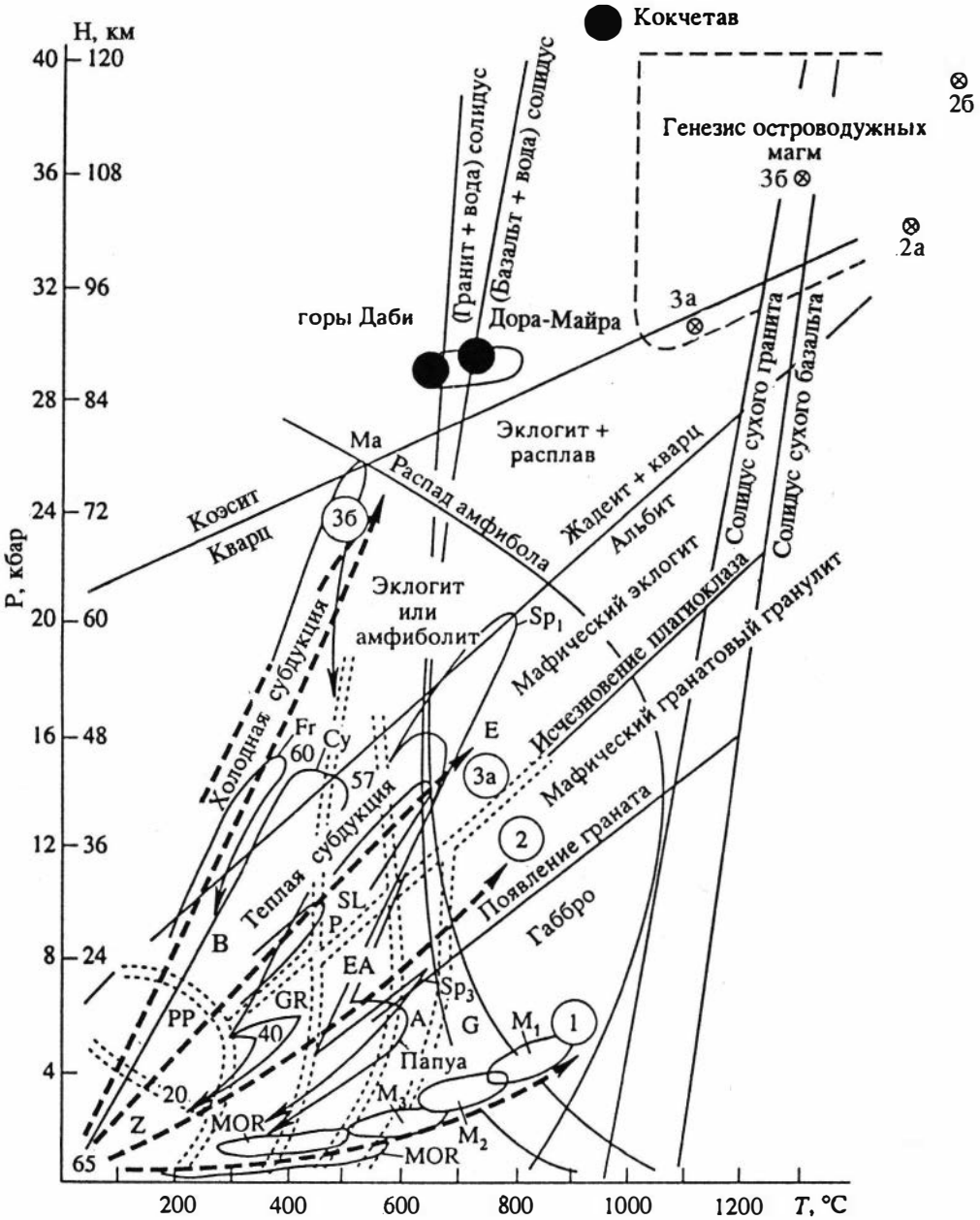


Рис. 5.51. Петрологическая решетка, фации метаморфизма, область магмогенерации и типичные P-T–кривые эволюции метаморфических условий [Cloos, 1993, с дополнениями]. Метаморфические фации показаны буквами и соответствуют номерам на рис. 5.48.

Фации: Z = 1 – цеолитовая, PP = 2 – пренит-пумпеллиитовая, B = 3 – голубосланцевая (глаукофан-лавсонитовая), E = 4 – эклогитовая, GR = 5 – зеленосланцевая, EA = 6 – эпидот-амфиболитовая и гранат-глаукофановая, A = 7 – амфиболитовая, G = 8 – гранулитовая. Тонкие линии – минеральные реакции и линии плавления. Толстые пунктирные линии (1, 2, 3а,б) – типичные траектории изменения P и T, соответствующие условиям: 1 – 60 °С/км, в типичных островных дугах и спрединговых хребтах; 2 – 25 °С/км, нормальная кривая для "старой" литосферной плиты (> 25 млн лет); 3а – 10 °С/км, "горячая" и 3б – 5–6 °С/км, "холодная" субдукционные зоны. Крупные точки (горы Даби, Дора–Майра, Кокчетав) – условия метаморфизма коэситовых и алмазных эклогитов; кривые с буквами Fr, Cy, Ma, P, Sp_1, Sp_3, SL показывают эволюцию P-T–условий в типичных метаморфических комплексах: Fr – Францисканском; Cy – Циклады, Греция (цифры 65-25 – возраст в млн лет); Ma – Максютовский, Южный Урал; Sp – Шпицберген (Sp_1, Sp_3 – фазы метаморфизма); SL – зона Сезия-Ланцо в Альпах; P – Пенжинский (Северо-Западная Камчатка); M_1, M_2 и M_3 – фазы высокотемпературного метаморфизма в зоне Хидака (Япония); MOR – океанический метаморфизм.

Однако все эти расчеты можно считать весьма приблизительными. Прежде всего, трудно оценить величину стресса в зоне главного скола и тем более признать его постоянной. Возможные касательные напряжения на границе опускающейся литосферы по оценкам величины движущейся силы, по нашему мнению, не более 60 МПа ($\Delta P(\tau) \leq 60$ МПа). При отсутствии стресса линии 3а и 3b оказались слишком низкотемпературными. Даже при P = 2,0 ГПа T = 150–250 °С, тогда как в крутопадающих зонах субдукции с низким трением, где отсутствуют землетрясения вдоль верхней границы плиты (см. выше), температура высокая и плавление достигается при тех же или несколько более высоких давлениях. По-видимому, в расчетах занижена величина теплового потока (q_o) и угол наклона β. Поэтому более правильна качественная диаграмма М. Клооса (рис. 5.51). Здесь на фоне той же схемы фаций показаны четыре принципиально различные P-T–кривые.

1. Экстремально высокотемпературная кривая, соответствующая восходящим магматическим потокам под вулканической дугой. P-T–оценки метаморфизма в зоне Хидака, Хоккайдо, которая является типичной для вулканических зон [Komatsu et al., 1992], соответствуют кривой 1. Она близка также нашей расчетной кривой для восходящего потока в мантии, т.е. под СОХ.

2. "Среднеконтинентальная" кривая, соответствующая также "горячим" субдукционным обстановкам андийского типа.

3а. Кривая "теплой" субдукции, которая, по оценкам М. Клооса [Cloos, 1993], соответствует медленным субдукционным зонам (3–5 см/год) и/или молодым "горячим" плитам в новых субдукционных зонах.

3б. Кривая "холодной" субдукции, наиболее вероятная в быстрых (≥ 10 см/год) зонах субдукции, где погружается "холодная" плита в длительно действующих зонах субдукции.

Показанные на рис. 5.51 реальные оценки P-T–условий в эклогит-глаукофановых поясах, которые считаются продуктами метаморфизма субдуцируемой плиты, соответствуют кривым 3а, 3б. В частности, кривая 3б "холодной" субдукции не опускается ниже градиента 5 °С/км, поскольку такие градиенты в

природе пока не установлены. Значение эклогит-глаукофанового метаморфизма мы обсудим ниже.

В завершение этого раздела оценим вариации условий выплавления в зонах субдукции, показанные в верхней части рис. 5.51. Кривые 2 и 3а достигают области плавления пород андезито-базальтового состава на разной глубине (точки 2а и 2б, 3а и 3б на рис. 5.51, причем 3а – в присутствии H_2O), а кривая 3б пересекает область плавления пород только в присутствии H_2O (при ~3,0 ГПа). Поэтому (см. рис. 5.44) наряду с постоянной по глубине зоной плавления намечена наклонная зона, соответствующая минимальным глубинам (90–80 км) с широким интервалом (до 200 км) под пологими зонами андийского типа; практически постоянную по глубине (100–125 км) зону под обычными островными дугами; и возможное углубление зоны плавления под аномальными дугами. В этой зоне образуется главная масса андезитовых магм за счет плавления эклогитов в верхней части погружающейся литосферной плиты.

Но фактически ситуация еще более сложная. Мы уже отмечали, что в надсубдукционных зонах происходит смешение двух источников: 1) прямое плавление надсубдукционной мантии в зонах восходящего течения с образованием базальтов типа СОХ или обогащенных некогерентными элементами задуговых базальтов (ЗБ); 2) фильтрация флюидов и (или) андезитовых расплавов, отделившихся от зоны плавления в верхней части погружающейся плиты. Вариации характера и степени взаимодействия флюидов и выплавок из зоны субдукции с мантийными, а также дифференциация в промежуточных очагах приводят к появлению разнотипных серий в островных дугах, среди которых выделяются: 1) бонинитовая; 2) толеитовая островодужная; 3) известково-щелочная андезит-базальтовая, включая высокоглино-земистые базальты; 4) известково-щелочная непрерывная базальт-андезит-дацит-риолитовая; 5) дацит-риолитовая кислая серия; 6) субщелочная и щелочная (шошонитовая). Последние две более характерны для активных окраин андийского типа.

Во многих случаях наблюдается закономерная смена разных типов серий по мере развития островной дуги, причем бонинитовые являются ранними и одновременно "фронтальными" (наиболее близкими к желобу), а кислые и щелочные – поздними и/или удаленными от магматического фронта.

Типичные примеры бонинитовых серий установлены в островных дугах, выдвинутых далеко в океан и относительно молодых: Бонинской и Западно-Марианской [Геология дна..., 1980]; дуге Тонга [Высоцкий и др., 1989], в дуге Бисмарка и ее продолжения на мысе Фогель (Папуа), где впервые описаны клиноэнстатит-содержащие бониниты и марианиты [Dallwitz et al., 1966]; в Новой Каледонии [Campiglio et al., 1986] и в других дугах [Геология и петрология..., 1991].

Еще более характерный пример – это бонинитовая серия вулкана Святой Елены, расположенная над зоной субдукции с глубиной 75–85 км. В ее тылу располагаются Каскадные горы с нормальной известково-щелочной серией вулканитов, магма которых образуется в зоне субдукции на глубине 120–130 км [Defant, Drummond, 1993].

Таким образом, бонинитовые серии появляются на ранних стадиях процесса субдукции и/или во фронтальных зонах, где можно предположить интенсивное выделение флюида на глубинах 60–80 км, пограничных между эклогитовой и голубосланцевой фациями (см. рис. 5.48, 5.51). Фильтрация водного флюида приводит к образованию линз, обогащенных амфиболом в вышележащей неистощенной или регенерированной мантии [Добрецов, 1981; Peacock, 1993]. Последующее плавление амфиболсодержащих пород приводит к рождению бонинитовых серий [Sharaskin et al., 1980; Добрецов, 1981].

При длительном существовании зоны субдукции верхняя мантия истощается и бонинитовые серии не образуются. Возможно только прямое плавление эклогитов с образованием более сухой андезитовой магмы, взаимодействие которой с вышележащей мантией обусловливает возникновение нормальных известково-щелочных серий. Здесь возможно появление мантийных струй, условия образования которых мы обсуждали выше (см. раздел 4.10).

В моделях, согласованных с тектоникой плит и петрологическими данными [Marsh, Carmichael, 1974; В. Соболев, А. Соболев, 1977; Takanashi, 1986], предполагается, что во время субдукции толеиты и габбро океанической коры превращаются в кварцевые эклогиты, содержащие также примесь санидина. Санидин буферирует активность K_2O в выплавляемой андезитовой магме, а кварц в эклогитах и наличие H_2O (за счет разложения амфибола) – активность SiO_2 и H_2O. Эти активности в андезитовой магме рассчитаны [Marsh, Carmichael, 1974], исходя из предположения, что ксенокристы кварца в андезитах островных дуг обусловлены ранним выделением кварца на большой глубине в присутствии H_2O [Green, 1972]. В результате исследований получено, что андезитовая магма образуется при $T = 1400 \pm 50$ °С, $X_{H_2O} = 0{,}5 \pm 0{,}1$ мас.%, $a_{SiO_2} > 1{,}0$, в ограниченном интервале глубин 100–200 км.

Глубина выплавления определяется вышеописанными особенностями зоны субдукции, прежде всего скоростью погружения и геометрией. С возрастанием глубины увеличивается активность K_2O, чем объясняется положительная корреляция содержания K_2O в андезитах с глубиной залегания фокальной зоны землетрясений. Эта зависимость, установленная впервые В. Диккинсоном [Dickinson, 1970], считается настолько надежной, что используется в палеогеодинамических реконструкциях для определения палеозон субдукции [Зоненшайн и др., 1976; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а], хотя при замене санидина на флогопит или калиево-натриевый амфибол, а также увеличения степени взаимодействия с мантией вышеописанная зависимость может нарушаться.

Поднимающаяся андезитовая магма не равновесна с окружающей ультраосновной мантией. Она может достигнуть равновесия, превратившись в андезитобазальтовую, лишь при $T = 1175$–1200 °С на глубине 25–30 км [Marsh, Carmichael, 1974], т.е. в промежуточных камерах. Это совпадает с оценками С.А. Федотова [1976] о глубине промежуточных камер под Курилами и Камчаткой, хотя есть оценки более глубокого (60–70 км) положения промежуточных камер вблизи подошвы литосферы [Marsh, Carmichael, 1974; Takanashi, 1986]. Выше них располагаются, по С.А. Федотову, вулканические каналы с радиусом 0,4–1,0 км (в

верхней части) и со средней скоростью подъема магмы в каналах, с учетом остановок в камерах, около 1 м/год. При такой скорости подъем на 100 км продлится 10^5 лет, что, по-видимому, достаточно для полной реакции андезитовой магмы с мантией. Для подъема первичных магм требуются более высокие скорости подъема.

В.Н. Шарапов [1994] построил схему магмогенерации в активных окраинах континентов или под вулканическими дугами, предполагая аномальный тепловой поток (q_a) в магматической колонне (см. рис. 5.51) относительно стационарного (q_o). При $q_a/q_o = 1.5$ и при времени появления аномального потока через 20–25 млн лет зона магмогенерации возникает на глубине около 60 км. При $q_a/q_o = 2$ в зависимости от времени появления аномального потока (20–10 млн лет) зона магмогенерации возникает на глубинах 50–30 км. При $q_a/q_o = 3$ (как в СОХ) аномальный тепловой поток появляется через 0,1–1 млн лет и зона магмогенерации возникает на глубине 10 км, что близко к вышеприведенным оценкам расположения промежуточных камер (или фронта магмообразования).

5.8. Модель аккреционного клина – регулятора зоны субдукции

В предыдущих моделях процесс субдукции рассматривался упрощенно, предполагая маломощную зону сдвига на границе движущихся плит, без учета действующих сил. Рассмотрим теперь более реальный вариант, учитывающий наличие аккреционного клина в зонах субдукции (см. рис. 5.42) и оценку движущих сил.

Субдукция – опускание океанической литосферной плиты под континент или островную дугу – происходит под воздействием массовой силы, возникающей в результате твердофазового перехода (эклогитизации) в опускающейся плите и за счет силы трения в результате тепловых гравитационных течений в астеносфере под океаном. Например, при протяженности астеносферы под океаном $x_o = 2100$ км, средняя величина коэффициента трения на границе литосфера–астеносфера оценена в $\tau = 4{,}43 \cdot 10^5$ Н/м^2, а сила трения по всей длине астеносферы (на 1 погонный метр вдоль оси хребта) равна $F = x_o \cdot \tau = 9{,}32 \cdot 10^{11}$ Н/м [Кирдяшкин, 1989].

При взаимном перемещении литосферной океанической плиты и континента возможно либо скольжение по закону Кулона, что сопряжено с очень большими силами сопротивления, либо взаимодействие через слой менее вязкой "жидкости", нежели вязкость двух взаимно перемещающихся пластин. Скольжение по закону Кулона, принятое в предыдущей модели локальной зоны сдвига, потребует преодолеть силу трения порядка 10^{14} Н/м, что может значительно превышать движущие силы субдукции – силу трения астеносферных течений 10^{12} Н/м (см. выше) и силу Архимеда, связанную с эклогитизацией по величине порядка 10^{12}–10^{13} Н/м [Ueda, 1982]. Поэтому очень важно наличие "смазки" между плитами.

При различии на несколько порядков в коэффициентах динамической вязкости между литосферой и промежуточным слоем можно предположить также наличие вязкого трения в нем по закону Ньютона $\tau = \eta(\partial u/\partial y)$. Этому будет способствовать

и возможное повышение температуры в промежуточном слое из-за диссипативного нагрева при погружении плиты.

Край континента или островная дуга подвержены воздействию со стороны океанической плиты во все время ее опускания; любая фиксированная область литосферы океана взаимодействует с континентом только время, соизмеримое с величиной L/U (10^6 лет), где L – длина, определяемая толщиной литосферы, U – скорость субдукции. Поэтому край континента может быть больше подвержен процессам разрушения (тектонической эрозии), если отсутствует слой менее вязкой "жидкости", который может состоять из осадков и продуктов "соскабливания", что мы отмечали выше для активных окраин андийского типа. Наличие слоя затянутых осадков в зоне поддвига плит доказывается геологическими фактами и численным моделированием [Океанология, 1979; Зоненшайн, Кузьмин, 1993а] (см. рис. 5.42).

Экспериментальные исследования указывают на возрастание прочности пород при увеличении всестороннего давления. Поэтому можно предположить, что толщина вязкого слоя между океанической литосферой и континентом $h(x)$ уменьшается с глубиной (x) в первом приближении по линейной зависимости $h(x) = \delta \cdot (a - x)$ и имеет вид плоского клина, где a и $б$ – постоянные (рис. 5.52).

Из теории смазки известно, что при взаимном перемещении двух плоскостей в клиновидном вязком слое между ними возникает повышенное давление, а трение между поверхностями соответствует трению в вязком слое между ними [Шлихтинг, 1969]. Если допустить, что вязкая область между литосферными плитами океана и континента (вообще говоря, любых литосферных плит) имеет форму клина, то при перемещении океанической плиты относительно континента в клине создается повышенное давление, которое будет препятствовать сближению плит и кулоновское трение скольжения не будет возникать между ними. При случайном изменении конфигурации клина происходит повышение или понижение среднего давления в нем и соответственно раздвижение или сдвижение плит до размеров клина, когда суммарная сила давления в вязком клине станет равной силе давления океанической литосферы на континент (островную дугу). Сила давления возникает из-за конвективных течений в астеносфере и оценена выше величиной $F_1 = 10^{12}$ Н/м.

Рассмотрим случай, когда континент неподвижен, а океаническая плита перемещается со скоростью U_0. Суммарная сила давления на край континента со стороны океанической плиты соответствует силе вязкого трения от течения в астеносфере F. Угол ориентации плоского клина относительно вектора силы тяжести зависит от соотношения вертикальной и горизонтальной компонент скорости перемещения литосферы при опускании ее.

Принимаем, что $h(x)/l << 1$ (см. рис. 5.52). Схема клина соответствует геофизическим данным (см. рис. 5.43).

В первом приближении пренебрегаем конвективными членами в уравнении движения (ползущее движение), а также изменением давления по толщине $\partial P/\partial y = 0$, где P – дополнительное давление, выраженное как превышение литостатического давления ($P = P_{общ} - P_{лит}$). Получаем уравнение:

$$\partial P/\partial x = \eta(\partial^2 u/\partial y^2), \qquad (5.29)$$

где η – динамическая вязкость; x, y – координаты, u – скорость субдукции.

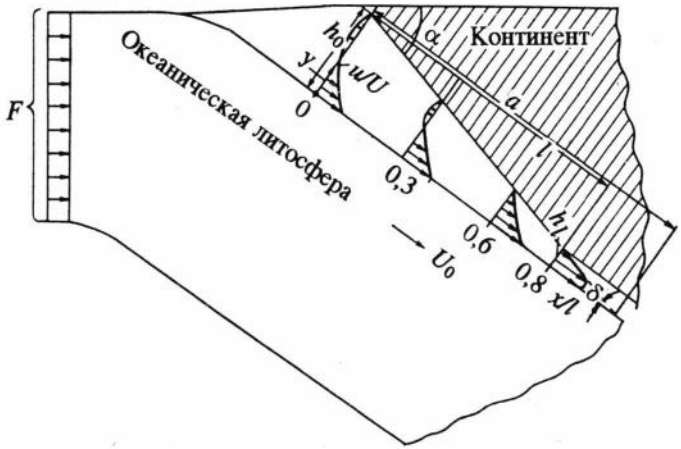


Рис. 5.52. Модель аккреционного клина и основные обозначения. Профили скорости соответствуют $\bar{l} = 0{,}8$, $P_0 = P_1$ и рис. 5.53а.

Уравнение неразрывности для тонкого слоя $h(x)/l >> 1$ запишем в виде:

$$Q = \int_0^{h(x)} u \cdot dy = \text{const}, \tag{5.30}$$

где Q – расход по толщине слоя. При граничных условиях: $u = U$ при $y = 0$; $u = 0$ при $y = h$, $P = P_0$ при $x = 0$; $P = P_1$ при $x = l$, решения уравнений (5.29) и (5.30) имеют вид:

$$u = U \cdot (1 - y/h) - (h^2/2\eta) \cdot (y/h) \cdot (1 - y/h) \cdot (dP/dx), \tag{5.31}$$

$$Q = (P_0 - P_1) \cdot a^2 \cdot \delta^3 \cdot (a - l)^2 / 6\eta l \cdot (2a - l) + \\ + U \cdot a \cdot \delta (a - l)/(2a - l), \tag{5.32}$$

$$P(x) - P_0 = 6\eta U \cdot [x(l - x)/h^2(2a - l)] - \\ - (P_0 - P_1) \cdot [x \cdot (a - l)^2 \cdot (2a - x)/l \cdot (a - x)^2 \cdot (2a - l)], \tag{5.33}$$

$$\Delta P = \overline{P(l) - P_0} = 6\eta U/\delta^2 a \cdot [-2/(2 - \bar{\bar{l}}) - 1/l \cdot \ln(1 - \bar{\bar{l}})] + \\ + (P_1 - P_0)/(2 - \bar{\bar{l}}), \tag{5.34}$$

где $\Delta P = \overline{P(l) - P_0}$ – среднее превышение давления по всему слою относительно P_0; $\bar{\bar{l}} = l/a$; $P(x)$ – локальное значение давления.

Соотношения (5.33) и (5.34) представляют собой величины превышения давления в клине в зависимости от ее размеров (a, l, h), скорости перемещения U и вязкости η.

При равенстве давления на входе (P_o) и выходе (P_l) из соотношений (5.33), (5.34) получим

$$u/U = (1 - \bar{y})\cdot[1 - \bar{y}\cdot(3 - (6\cdot(1 - \bar{l})/(1 - \bar{x})\cdot(2 - \bar{l}))],$$

$$Q = U\cdot h_o\cdot(1 - \bar{l})/(2 - \bar{l}),$$

$$P(x) - P_0 = [(6\eta U\cdot a/h_o^2)(2 - \bar{l})][\bar{x}(\bar{l} - \bar{x})/(1 - \bar{x})^2], \qquad (5.35)$$

$$\overline{P(l) - P_0} = (6\eta U/\delta^2 a)[-2/(2 - \bar{l}) - \ln(1 - \bar{l})/\bar{l}],$$

$$(P(x) - P_o)/(\overline{P(l) - P_0}) = [\bar{x}\cdot(\bar{l} - \bar{x})/(1 - \bar{x})^2]\times$$

$$\times [(\bar{l} - 2)\cdot\ln(1 - \bar{l})/\bar{l} - 2],$$

где $\bar{y} = y/h$; $\bar{l} = l/a$; $\bar{x} = x/a$ – безразмерные координаты. Результаты вычислений по (5.35) представлены на рис. 5.53а, где показаны безразмерные величины. Из этого рисунка следует, что наибольшее давление смещается к выходному сечению и возрастает по мере увеличения угла наклона клина и уменьшения выходного сечения. Возникающее повышение давления в клине противодействует силе давления океанической плиты на край континента ($F_2 = x_o\cdot\tau_{ср}$), которая существует вследствие трения между астеносферными конвективными течениями и литосферой. При $\bar{l} \to 1$ наблюдается резкое увеличение давления в окрестностях $x = l$ и $\overline{P(l) - P_0} \to \infty$ (см. рис. 5.53а, кривая 3). Это указывает на то, что при закрытии выходного сечения давление (и трение) могут повыситься до величины предела прочности и произойдет разрушение в окрестности $\bar{x} = l$, что приведет к тектонической эрозии континентальной плиты в районе сужения, поскольку, как мы отметили, континент подвержен воздействию со стороны океанической плиты во все время субдукции. Из расчетов также следует, что по мере увеличения угла (δ) наклона (увеличение h_o/a) расход вязкой жидкости падает, и в области входного сечения h_o возникает возвратное течение. Оно может обеспечить тектоническое выталкивание субдуцированных клиньев, т.е. обдукцию. Наибольший коэффициент трения на континентальной стороне клина возникает в окрестностях выходного сечения h_l, т.е. как унос эродированной породы в глубь мантии, так и обдукция осуществляются захватом клиньев континентальной литосферы и субдуцируемых осадков вблизи h_l.

Характерные наблюдаемые размеры клина или слоя затягиваемых осадков $l = (1 - 2)\cdot10^5$ м (см. рис. 5.42, 5.43), а скорость субдукции 3–10 см/год. Вязкость затягиваемых осадков оценена как $\eta = 10^{18}\div10^{19}$ Н·с/м^2 [Океанология..., 1979; рис. 1.9]. Для случая $P_0 = P_e$ и максимальных параметров $l = 10^5$ м; $\bar{l} = 0{,}8$; $U = 9{,}45$ см/год $= 3\cdot10^{-9}$ м/с; $\eta = 3\cdot10^{18}$ Н·с/м^2; $\overline{P(l) - P_0} = F/l = 10^7$ Н/м^2, получим: $h_o = 1{,}52\cdot10^4$ м; $h_l = 3{,}05\cdot10^3$ м; $a = 1{,}25\cdot10^5$ м; $\delta = 0{,}122$. Полученные оценки близки к размерам и форме аккреционного клина или деформированных пород в нижней части островодужного склона во многих желобах (см. выше). При $\bar{x} = 0{,}67$; $P_{max} = 1{,}93\cdot10^7$ Н/м^2 (197 кг/см^2), но при $x \geq 0{,}8$, P_{max} заметно возрастает. Тем не менее, эти оценки давления малы по сравнению с оценкой давления в глаукофановых сланцах, возникающих в зонах субдукции (см. ниже).

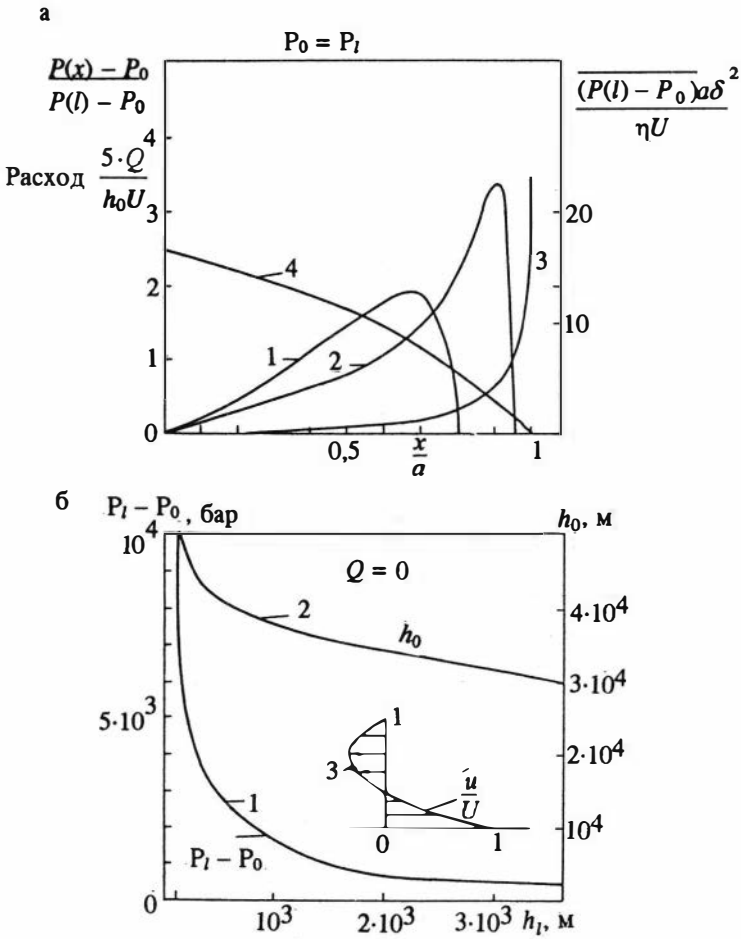


Рис. 5.53. Модель вязкого клина между взаимодействующими плитами:
а – результаты расчета по формуле (5.35), изменение локальных давлений $(P(x) - P_o)/(P(l) - P_0)$ по длине канала: 1 – при $\bar{l} = 0{,}8$; 2 – при $\bar{l} = 0{,}95$, а также средние давления $\overline{P(l) - P_o}$ (3) и расход (4) при различных значениях $\bar{x}$ и $\bar{l} = l/a$; **б** – результаты расчетов по уравнению (5.37): 1 – изменение давления для $Q = 0$; $\eta = 3 \cdot 10^{18}$ Н·с/м^2, $l = 10^5$ м, $U = 3 \cdot 10^{-9}$ м/с, $P(l) - P_0 = 10^7$ Н/м^2; 2 – изменение размера h_o при различных величинах выходного сечения клина h_l, 3 – профиль скорости.

Из уравнения (5.35) определяем среднее значение коэффициента трения на океанической плите:

$$\bar{\tau} = \eta/l \int_0^l (du/dy)_{y=0} dx = (U\eta/\delta l)\,[\ln(1 - \bar{l}) + 6/(2 - \bar{l})]. \qquad (5.36)$$

Наибольшее значение τ на краю континента: $\tau = 9 \cdot 10^6$ Н/м^2 (92 кг/см^2); при $\bar{x} = 0{,}3$ трение на погружающейся литосферной плите $\tau = 2{,}16 \cdot 10^6$ Н/м^2 (22 кг/см^2). Суммарная сила трения на длину одного погонного метра океанической плиты $F_{тр} = \tau_{ср} \cdot l = 2{,}16 \cdot 10^6 \cdot 10^5 = 2{,}16 \cdot 10^{11}$ Н/м, которая меньше силы трения, приложенной к литосфере от тепловых гравитационных течений в океанической астеносфере и оцененной выше как $9{,}3 \cdot 10^{11}$ Н/м.

Изменение длины взаимодействия литосферы континента и океана через клиновидный вязкий слой (l) при постоянных величинах F и $\bar{l}$ незначительно скажется на размерах h_0 и h_1. Величина расхода жидкости может уменьшаться по мере сужения выходного сечения h_1, но не может достичь нулевого значения из-за резкого повышения давления и разрушения пород в окрестности $x = l$ (см. рис. 5.53а, кривая 3).

При увеличении давления (P_1) в выходном сечении ($P_1 - P_0 \geq 0$) возможны случаи $Q > 0$ и $Q < 0$. Рассмотрим случай $Q = 0$. Из уравнений (5.31) и (5.34) следует

$$u/U = 1 + \bar{y} \cdot (3\bar{y} - 4); \quad P(x) - P_0 = 6\eta U\bar{x}/a\delta^2 \cdot (1 - \bar{x});$$
$$P_1 - P_0 = 6\eta U\bar{l}/a\delta^2(1 - \bar{l}); \qquad (5.37)$$
$$\overline{P(l) - P_0} = (-6\eta U/a\delta^2)\,[\ln(1 - \bar{l})/\bar{l} + 1].$$

Только в этом случае профиль скорости (см. рис. 5.53б, кривая 3) автомоделен, и коэффициенты трения линейно зависят от x. На рис. 5.53б представлены рассчитанные перепады давления $P_1 - P_0$ в зависимости от размера выходного сечения (h_1). Для вышеприведенных параметров и $h_1 = 10^2 \div 3{,}6 \cdot 10^3$ перепад давления ($P_1 - P_0$), при котором $Q = 0$, изменяется в диапазоне $P_1 - P_0 = 0{,}5 \div 5$ кбар и достигает 10 кбар при $h_1 \leq 100$ м. Последние величины (5÷10 кбар) соизмеримы с давлениями, возникающими при метаморфизме глаукофановых сланцев, но они возможны только при закупорке выходного отверстия и в его окрестностях.

Если предположить, что эрозия взаимодействующих поверхностей континента и океанической плиты зависит от увеличения прочности породы с глубиной и величины вязкого трения на этих поверхностях, то толщина вязкого слоя может изменяться нелинейно с ростом x, так как трение на поверхностях при $Q \neq 0$ изменяется нелинейно согласно вышеприведенным уравнениям.

В реальных условиях поверхность океанической плиты с осадками имеет уступы и неоднородности с амплитудой в сотни метров или еще более крупные неоднородности типа подводных гор [Cloos, 1993]. Они смогут создавать при опускании океанической плиты значительные колебания локальных давлений и коэффициентов трения и влиять на форму вязкого слоя. Формирование вязкого слоя, его конфигурация могут зависеть и от распределения по глубине сил, приложенных от океанической к континентальной плите. Эти возмущения могут вызвать неустойчивость области вязкого течения.

Значения h_0 и h_1, при которых наблюдается устойчивое состояние, т.е. сила воздействия плит на вязкий клин одинакова с суммарной силой давления вязкой жидкости в клине на континент, представлены на рис. 5.54. Вычисления проведены для постоянного значения силы давления океанической плиты на континент $F = 5 \cdot 10^{11}$ Н/м (на длину одного погонного метра вдоль оси хребта) и средней $U = 3 \cdot 10^{-9}$ м/с, при $\eta = 10^{17} \div 5 \cdot 10^8$ Н·с/м, $l = 50 \div 200$ км.

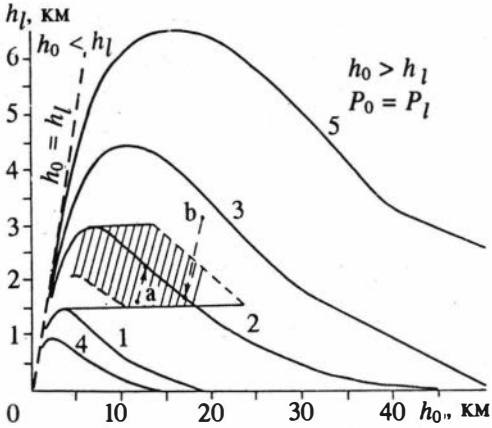


Рис. 5.54. Зависимость толщины вязкого клина (h_o; h_l) между литосферными плитами океана и континента по уравнениям (5.35), когда $P_o = P_l$, $F = 5 \cdot 10^{11}$ Н/м, $U_o = 9{,}3$ см/год в условиях устойчивого равновесия.
При $\eta = 10^{18}$ Н·с/м^2: 1 – $l = 50$ км; 2 – 100 км; 3 – 150 км; 4 – при $\eta = 10^{17}$ Н·с/м^2, $l = 100$ км; 5 – при $\eta = 5 \cdot 10^{18}$ Н·с/м^2, $l = 100$ км. Заштрихованная область – наиболее вероятные размеры клина.

При значении $h_0 < h_l$ и равномерной по оси x скорости сближения литосферы и континента никогда не будут достигнуты условия равновесия и сближение будет продолжаться до контактового взаимодействия океанической плиты и континента, т.е. в области влево от пунктирной линии $h_0 = h_l$ не может существовать вязкий промежуточный слой. Область, где $h_0 > h_l$, соответствует области устойчивого существования клиновидного промежуточного вязкого слоя между краем континентов и океанической литосферной плитой при саморегулировании конфигурации клина в условиях возникновения возмущения формы клина, а также изменения свойств жидкости в клине, и прежде всего, ее вязкости. Область под кривыми (см. рис. 5.54) представляет собой такое соотношение размеров клина, при котором давление в клине превышает силу воздействия океанической литосферы на континент (соответственно и на вязкую жидкость в клине). Например, при значениях параметров, соответствующих кривой 2 (см. рис. 5.54) $h_0 = 12$ км и $h_l = 1{,}65$ км (точка *a*), давление в клине превышает силы воздействия плит на клин, и возникает раздвигание океанической и континентальной плит по пунктирной прямой, соответствующей эквидистантному перемещению континента и океанической плиты до размеров, когда сила давления в клине станет равной силе воздействия на клин (до точки пересечения пунктирной линии с кривой 2). Если же сложившаяся форма клина такова, что соответствует точке *b*, то в вязком клине сила давления меньше силы давления плит на клин, и произойдет сближение плит океана и континента. При одинаковой вдоль оси x скорости сближения литосферных плит океана и континента изменение размеров клина будет соответствовать пунктирной кривой, пока размеры клина не станут соответствовать точке пересечения пунктирной линии с кривой 2, т.е. пока не создадутся условия равновесия.

По данным рис. 5.54 можно определить предельные размеры толщин клина h_0 и h_l при соответствующих параметрах жидкости и длины клина. Например, при параметрах, соответствующих кривой 3, размер h_0 не превышает 50 км. При $h_0 \geq 50$ км $h_l \to 0$ и происходит контактное сближение континента с океанической

плитой. В этом случае или произойдет разрыв и увеличение размера h_1, или при контакте литосферы океана и континента силы кулоновского трения станут больше движущих сил литосферы, движение прекратится, и может произойти разлом океанической литосферы в новом месте.

Вероятно, h_1 не может быть меньше неровностей литосферы. Для параметров вязкого клина, соответствующих кривой 3 (см. рис. 5.54), наибольший размер $h_1 = 4{,}5$ км. При $h_1 > 4{,}5$ км давление в слое вязкой жидкости меньше силы давления литосферы океана и континента, в результате произойдет выдавливание вязкой жидкости из клина и сближение литосферы и континента до размеров, соответствующих кривой 3 (см. рис. 5.54). Вероятные размеры клина соответствуют $h_1 = 1{,}5 \div 3$ км (см. рис. 5.54).

При фиксированных значениях F и η наблюдается увеличение предельных размеров h_0 и h_1 с увеличением l. При уменьшении вязкости жидкости в клине заметно уменьшается толщина h_0 и h_1, при которых наблюдается устойчивое равновесие (см. кривые 2 и 4 на рис. 5.54). Следовательно, для каждого значения h_1 имеется два размера h_0, при которых наблюдается равенство сил давления в клине и силы давления литосферных плит на вязкий клин. При изменении h_0 в этих пределах в клине возникает повышение давления относительно силы давления литосферных плит. При понижении давления в клине будет происходить сближение плит до размеров клина, при которых наступит равновесие. При этом будут происходить выдавливание вязкой жидкости из клина и увеличение скорости возвратного течения до величин, больших скорости опускания плиты (см. ниже). Возможные соотношения при взаимном перемещении плит океана и континента в зоне субдукции представлены на рис. 5.55. При наличии промежуточной вязкой области в форме клина силы давления литосферы океана на континент уравновешиваются этой областью, и при $x > l_1$ взаимодействие между океанической плитой и континентом может быть представлено как трение при течении жидкости Куэтта в плоском канале при взаимном перемещении пластин.

В зависимости от величины и соотношения скоростей $u_л$ и $u_к$, а также закономерностей изменения скорости субдукции $u_л$ при опускании литосферной плиты структура организации клина может быть различной (см. рис. 5.55). При постоянной скорости опускания $v = \text{const}$ наклон океанической плиты постоянный, выделяется область клина длиной l_1 и область щели с постоянным сечением l_2 (см. рис. 5.55,а). При изменении скорости опускания $v = f(x)$, что может быть вызвано изменением массовой гравитационной силы с глубиной, эклогитизацией или снижением трения вдоль контакта, возможно монотонное изменение угла наклона литосферной плиты (см. рис. 5.55,б), характерное для Алеутской и некоторых других островных дуг.

При взаимодействии двух литосферных плит, соизмеримых по толщине, можно выделить две стадии (см. рис. 5.55,в). На первой стадии при давлении, когда возникает ползучее течение и смятие плит, образуется утолщение, и высота подъема смятой плиты в первом приближении определяется силой давления $P_п = h_1 \rho_c g$. Высота опускания литосферы в астеносферу h_2 в зоне смятия, если не учитывать силы сопротивления при движении литосферы в астеносферу, будет

определяться равновесием между силой давления $P_п$ и гравитационными подъемными силами за счет разности плотностей между астеносферой $\rho_а$ и литосферой $\rho_л$: $h_2 = P_п/(\rho_а - \rho_л)\cdot g$ и $h_2/h_1 = \rho_c/(\rho_а - \rho_л)$.

Например, при ρ_c = 2,8 г/см^3, $\rho_а - \rho_л$ = 0,15 г/см^3, $P_п$ = 1 кбар, h_1 = 3,57 км, h_2 = 67 км.

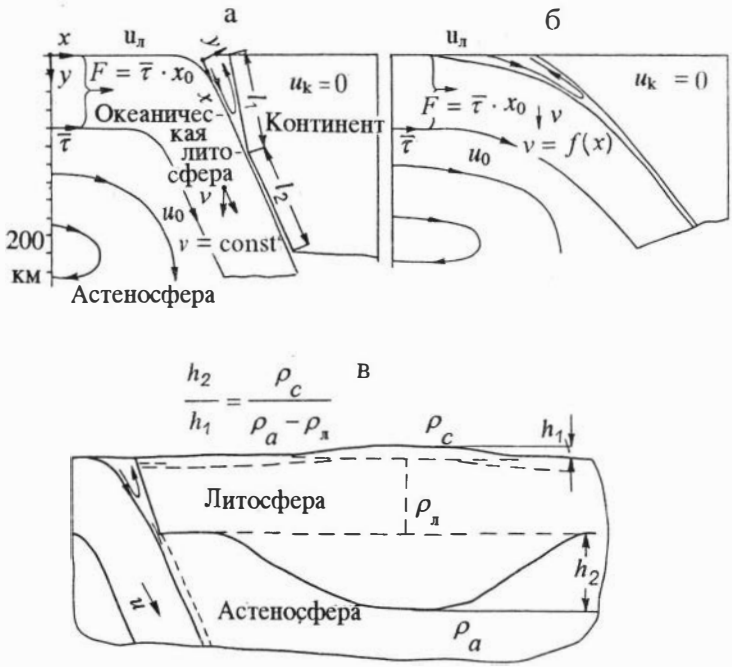


Рис. 5.55. Схема течений при взаимодействии континента и литосферы океана в процессе ее опускания:
а – толщина континентальной литосферы больше океанической и $u_k = 0$; **б** – толщина океанической литосферы меньше толщины континента, $u_k = 0$ и $u = f(x)$; **в** – взаимодействие литосферных плит, соизмеримых по толщине. Пояснения см. в тексте.

На второй стадии возможны разлом в участке наименее прочной литосферы и возникновение субдукции, устойчивое существование которой возможно только при наличии "смазки" – вязкого аккреционного клина.

Из нашей модели взаимодействия океанической литосферы с континентом следует, что возникновение вязкой клиновидной области между субдуцируемой литосферной плитой и континентом имеет большую вероятность, и эта область устойчивая, способная к "саморегулированию" при возмущениях формы клина и вязкости промежуточного слоя. Такая область вязкого взаимодействия между континентом (или островной дугой) и литосферой океана значительно понижает силы трения между ними и способствует устойчивому существованию субдукции

плиты. Из решения уравнений при стационарном опускании плиты и отсутствии нормальных к поверхностям литосферы океана и континента скоростей, скорость подъемного движения не может быть больше скорости субдукции при η = const.

Кроме нашей, предложены и другие многочисленные модели аккреционного клина [Ernst, 1975; Cloos, 1982,1986; Wentworth et al., 1984; Platt, 1986; Ring, Brandon, 1994; Avigad, 1992; Liou et al., 1994]. Ближе всего к нашей эмпирические модели Эрнста [Ernst, 1975] и К. Уентворта и др. [Wentworth et al., 1984], разработанные применительно к Францисканской формации Калифорнии и связанные с проблемами глаукофановых сланцев (см. ниже). Другие модели рассматривают нестационарный процесс субдукции, а особые ситуации коллизии и прекращения (или изменения) процесса субдукции. Эти ситуации рассмотрены в следующем разделе на основе сравнения нашей модели с другими.

5.9. Коллизия в зонах субдукции и модели образования эклогитов и глаукофановых сланцев

Выше мы рассмотрели модель аккреционного клина как важнейшего регулятора стабильного (стационарного) существования процесса субдукции, гидродинамика в котором исследована в приближениях теории смазки. Иная ситуация возникает при нестационарном процессе субдукции и возникновении при этом сближения и расхождения океанической плиты и континента (или островной дуги). Процесс сближения плит возможен при изменении следующих параметров слоя: "внезапное" тектоническое возникновение (или повышение) силы давления между ними; понижение скорости субдукции при постоянной силе давления; значительное увеличение h_1 из-за неровностей взаимодействующих поверхностей, которое становится соизмеримым с h_0; понижение вязкости жидкости в клине.

Важнейшим моментом такой "нестационарности", приводящим к прекращению (или перескоку) зоны субдукции, является коллизия в зоне субдукции и возникновение коллизионно-субдукционных комплексов. Смена во времени субдукционно-аккреционных комплексов коллизионно-аккреционными – типичный случай в эволюции складчатых поясов [Натальин, 1991; Борукаев, Натальин, 1994; Dobretsov et al., 1994].

Коллизионно-аккреционные клинья возникают на конвергентных границах плит в результате коллизии в зонах субдукции, а также в зонах столкновения гималайского типа и в конечном счете определяют основную ткань складчатых поясов. Важными элементами аккреционных комплексов являются линзы и чешуи офиолитов, глаукофановых сланцев и эклогитов, а также зоны меланжа и олистостромовые комплексы. Как известно, офиолиты фиксируют остатки коры океанического типа. Глаукофановые сланцы и эклогиты формировались, как считается, в зонах субдукции. Меланжево-олистостромовые комплексы фиксируют разные стадии надвигания, т.е. самого процесса аккреции. Нередко все эти три элемента закономерно совмещены. Так, глаукофановые сланцы и эклогиты присутствуют в подошве покровов офиолитов в виде самостоятельных чешуй или включений в меланже, в

олистостроме; сама олистострома и часть офиолитов могут быть метаморфизованы в фации глаукофановых сланцев [Добрецов, 1974, 1981].

Наиболее загадочными в этой триаде остаются глаукофановые сланцы и эклогиты, образовавшиеся при высоких давлениях (обычно более 7–12 кбар) и низких температурах (300–500 °С, см. рис. 5.51), согласно экспериментальным и термодинамическим оценкам минеральных равновесий в этих породах [Ernst, 1975, Добрецов и др., 1989; 1988; Miyashiro, 1994]. В последние годы установлены комплексы (Дора-Майра в Альпах, Максютовский на Урале, Кокчетавский в Казахстане, Даби в Китае), в которых давление оценивается 30–40 кбар, т.е. они могли образоваться в зонах субдукции на глубинах 90–100 км [Chopin, 1984; Dobretsov, 1991; Liou et al., 1994]. Необходимость их погружения на 30–90 км и затем быстрого выведения к поверхности долгое время вызывала сомнения. Поэтому были сформулированы альтернативные гипотезы тектонического сверхдавления [Летников, 1983; Парфенов, 1984] или флюидного сверхдавления [Добрецов, 1974; Dobretsov, Sobolev, 1975; Rubie, 1986], или натрового метасоматоза [Маракушев, 1973]. Тектоническое сверхдавление ограничено механической прочностью и в присутствии флюида ($P_{лит} \approx P_{фл}$) не может превышать 1 кбар [Brace, Kohlestedt, 1980; Etheridge et al., 1984]. Выше мы отметили возможность тектонического сверхдавления в окрестностях выходного отверстия до 5–10 кбар, но в присутствии флюида прочность пород много ниже этой величины. Флюидное сверхдавление может служить дополнительным фактором, особенно сильно влияющим на реологию [Rubie, 1986], но вряд ли может создать давление, в несколько раз превышающее литостатическое. Натровый метасоматоз фиксируется во многих глаукофановых сланцах и ассоциирующих породах (жадеититах и др.), но сам по себе объяснить ассоциацию высоких давлений (жадеит с кварцем, кварциты с коэситом, гнейсы с алмазом и т.д.) не может. Метасоматоз может лишь свидетельствовать об особой геохимической обстановке до или во время глаукофанового метаморфизма [Добрецов, 1974].

Поэтому остается главная проблема – как толщи, погруженные на глубину, значительно превышающую мощность континентальной коры, доставлены назад к поверхности, и как их ассоциации высоких давлений и низких температур сохранились при изменении T и P во время подъема. Последнее, исходя из кинетики обратных реакций, может быть объяснено высокой скоростью подъема, равной или превышающей скорость субдукции [Добрецов, 1981; Dobretsov, 1991], но сама эта высокая скорость представляет собой сложную тектоническую проблему. Попытка решить эту проблему предпринята Н.Л. Добрецовым еще в 70-е годы [Добрецов, 1974; Dobretsov, 1979]. Автор сформулировал качественную модель полистадийной обдукции в рамках периодически ускоряющейся аккреции. Почти одновременно появились качественные или полуколичественные модели, опирающиеся на эксперименты или приближенные теоретические решения. Они включают: а) всплывание субдуцированного малоплотного материала или экзотического блока, например, микроконтинента [Ernst, 1974; Platt, 1986]; б) разновидность модели всплывания в форме диапира [England, Holland, 1979]; в) региональное поднятие, обусловленное нагнетением субдуктированного материала в основании аккрецион-

ного клина в комбинации с эрозией поднятия [Platt, 1986]; г) пластическое возвратное течение в аккреционной призме на базе "глиняной модели" [Ernst, 1975; Shreve, cloos, 1986; Cloos, 1982, 1986; Miyashiro, 1994].

Однако ни одна из этих моделей не могла объяснить всей совокупности фактов, поэтому было предложено два направления решений:

а) комбинированная модель аккреции, сочетающая фронтальную аккрецию, нагнетание вдоль поверхности субдуктируемой плиты, растяжение и поднятие, регулируемое критерием устойчивости аккреционной призмы [Platt, 1986];

б) сочетание разных решений применительно к различным типам наблюдаемых *P-T*–траекторий в эклогит-глаукофансланцевых комплексах [Ernst, 1988; Dobretsov, 1991].

В этом разделе мы попытаемся развить модель динамического аккреционного клина в зонах субдукции с обратными течениями и локальным повышением давления; уточнить ее соответствие разным типам эклогит-глаукофансланцевых комплексов.

Рассмотрим подробнее предельный случай, когда давление в аккреционном клине (или промежуточном вязком слое) значительно меньше силы давления литосферных плит и континента на вязкий слой. Этому условию будет соответствовать соотношение размеров много выше кривой равновесного устойчивого состояния клина, включая и предельное неустойчивое состояние (см. рис. 5.54). В этом случае рассмотрим эквидистантное сближение двух параллельных жестких пластин ($h_0 = h_1$), ($h/l << 1$ и $U = 0$), между которыми находится вязкая жидкость (рис. 5.56).

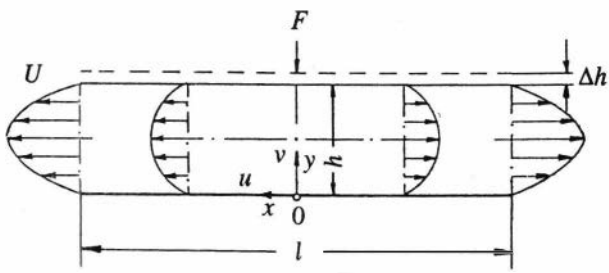


Рис. 5.56. Схема течения вязкой жидкости между сдавливаемыми жесткими пластинами.

В тонком слое $h/l << 1$ и при больших значениях вязкости справедливо приближение

$$\sigma_x = \sigma_y = P; \qquad \int_0^l P\,\partial x = F. \tag{5.38}$$

Конвективными членами в уравнении движения вязкой жидкости можно пренебречь [Слезкин, 1955; Шлихтинг, 1969]

$$\rho \cdot \partial u/\partial t = -\partial P/\partial x + \eta \partial^2 u/\partial y^2,$$
$$\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0. \tag{5.39}$$

где t – время, ρ – плотность, u и v – соответственно продольная и поперечная составляющая скорости (см. рис. 5.56). Из решения о времени разгона и

возникновения установившегося течения жидкости Куэтта для внезапно приведенной в движение пластины следует, что предельное время возникновения установившегося течения определяется из соотношения $(\nu t)^{1/2}/h = 2$ [Batchelor, 1967], где ν – коэффициент кинематической вязкости. В нашем случае время установления движения $t = 4h^2/\nu = 4\cdot10^8/10^{18} = 4\cdot10^{-10}$ с, что намного меньше самого времени процесса, имеющего порядок $\geq10^4$ лет. Поэтому справедливо решение задачи в квазистационарном приближении. Из уравнения (5.39) при $\partial u/\partial t = 0$ и граничных условиях $U = 0$ при $y = 0$ и $y = h$ (см. рис. 5.56) получим

$$u = -(h^2/2\eta)(\partial P/\partial x)(y/h - y^2/h^2), \qquad (5.40)$$

где $\partial P/\partial x$ зависит от продольной координаты x. Среднее значение скорости $\bar{u} = (h^2/12\eta)\cdot(\partial P/\partial x)$. Из уравнения неразрывности (при v_0 = const по длине слоя) средняя скорость равна

$$\bar{u} = v_0 x/h, \quad \text{где } v_o = -\partial h/\partial t. \qquad (5.41)$$

В этом случае из (5.40) и (5.41) найдем, что

$$\partial P/\partial x = -12\eta\cdot v_0 x/h^3. \qquad (5.42)$$

После интегрирования (5.42), учитывая, что $P = 0$ при $x = l/2$ (см. рис.5.56), получим

$$P = 3\eta\cdot v_0/h_0^3\cdot(l^2/2 - 2x^2). \qquad (5.43)$$

Соотношение (5.43) должно удовлетворять условию (5.38), т.е.

$$\int_0^{l/2} 3\eta\cdot v_0/h^3\cdot(l^2/2 - 2x^2)\cdot dx = F/2. \qquad (5.44)$$

В результате интегрирования (5.44) найдем, что

$$F = v_o\eta l^3/h^3, \qquad v_0 = h^3F/\eta l^3. \qquad (5.45)$$

Так как $v_o = -\partial h/\partial x = h^3F/\eta l^3$, то после интегрирования этого уравнения при условии $h = h_o$ (при $t = 0$) получим

$$h/h_o = [\eta l^3/(2Fh_o^2 t + \eta l^3)]^{1/2};$$
$$t = (\eta l^3/2h_0^2F)[(h_0/h)^2 - 1]. \qquad (5.46)$$

Зависимость скорости от x, y и t по мере сближения пластины следующая:

$$u = (6xFh^2/\eta l^3)(y/h - y^2/h^2), \qquad (5.47)$$

где h определяется соотношением (5.46). Получаем среднее значение скорости, согласно (5.47)

$$\bar{u} = v_0 x/h = Fxh_0^2/(2Fth_0^2 + \eta l^3). \qquad (5.48)$$

Наибольшая величина $\bar{u}$ будет при $t = 0$ и $x = l/2$:

$$\bar{u}_m = Fh_o^2/2\eta l^2 = Ph_o^2/2\eta l. \qquad (5.49)$$

Результаты расчетов по соотношению (5.49) приведены на рис. 5.57 [Dobretsov, Kirdyashkin, 1993]. Средняя скорость по длине $l/2$ равна 0,5 $\bar{u}_m$. На рис. 5.57 представлена средняя по длине скорость. При одинаковой геометрии клина уменьшение вязкости на 1–2 порядка (вариант 1) или возрастание внутреннего давления $P_{изб}$ до 3–5 кбар в результате закупорки зоны субдукции микроконтинентом или подводной горой (вариант 2) приведет к возрастанию максимальной скорости возвратного течения до 3–5 м в год. Такая скорость приведет к быстрому сбросу давления и температуры в поднимающейся чешуе или блоке ниже кинетического

предела, что обеспечит сохранность таких высокобарических минералов, как коэсит, арагонит, жадеит и др. [Dobretsov, 1991]. Время, за которое толщина слоя изменяется наполовину, вычисляется по уравнению (5.46): при $\eta = 10^{18}$ Н·с/м^2, t = $2{,}38 \cdot 10^5$ лет; при $\eta = 10^{17}$ Н·с/м^2, $t = 2{,}38 \cdot 10^4$ лет. Если учесть, что рассматривалась симметричная задача, а в реальных условиях на глубине l расход будет значительно меньше, чем у поверхности из-за сопротивления на выходе из канала, то оценки получены в сторону занижения скорости.

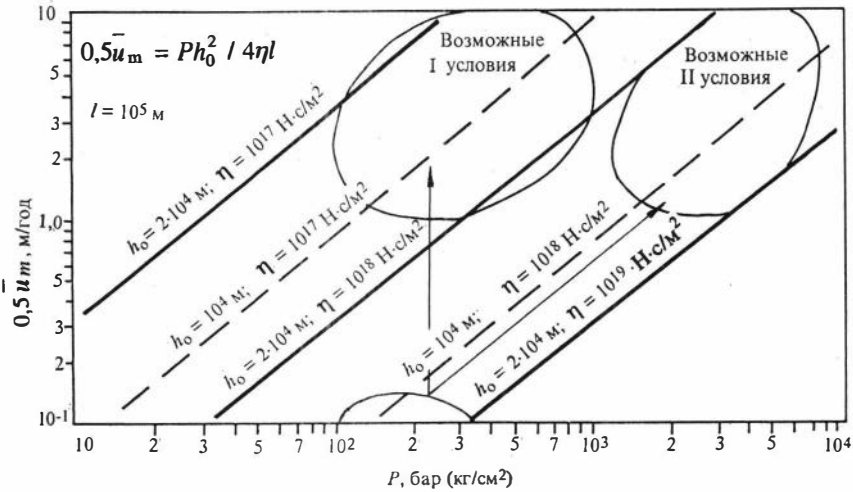


Рис. 5.57. Средняя скорость течения в аккреционном клине в зависимости от средней величины внешнего давления (P), вязкости (η) и высоты клина (h_0).

В последние годы получены изотопные данные, подтверждающие быструю эксгумацию эклогитов с мантийных глубин [Brocker et al., 1993; Staltenpohl et al., 1994]. Приведенные выше вычисления для предельного случая $h_l = h_o$ близки к оценкам скорости выдавливания пород (чешуй) из клина, если допустить значительное изменение формы или размеров клина от состояния устойчивого равновесия (т.е. при значительных возмущениях). Выталкивается с наибольшей скоростью верхняя треть клина (т.е. 1–2 км при h_l = 3–6 км), которая при горизонтальном растекании на 50–100 км может уменьшиться в несколько раз и составить около 300–400 м. Это характерно для многих зон меланжа, тогда как менее пластичные линзы, разделяемые такими зонами, сохраняются в более полном виде.

Это можно видеть и на схематическом разрезе через Полярный Урал (рис. 5.58), где, как и в Альпах (рис. 5.59), сохранились в полном составе породы глубинных уровней, составляющих часть субдукционного комплекса и часть висячего бока зоны субдукции. На Полярном Урале наиболее глубинные породы вытащены в зоне бластомилонитов, чередующейся с зонами серпентинитового меланжа. Выше этой зоны располагается висячий бок палеозоны субдукции, представляющий расчешуенный разрез островной дуги.

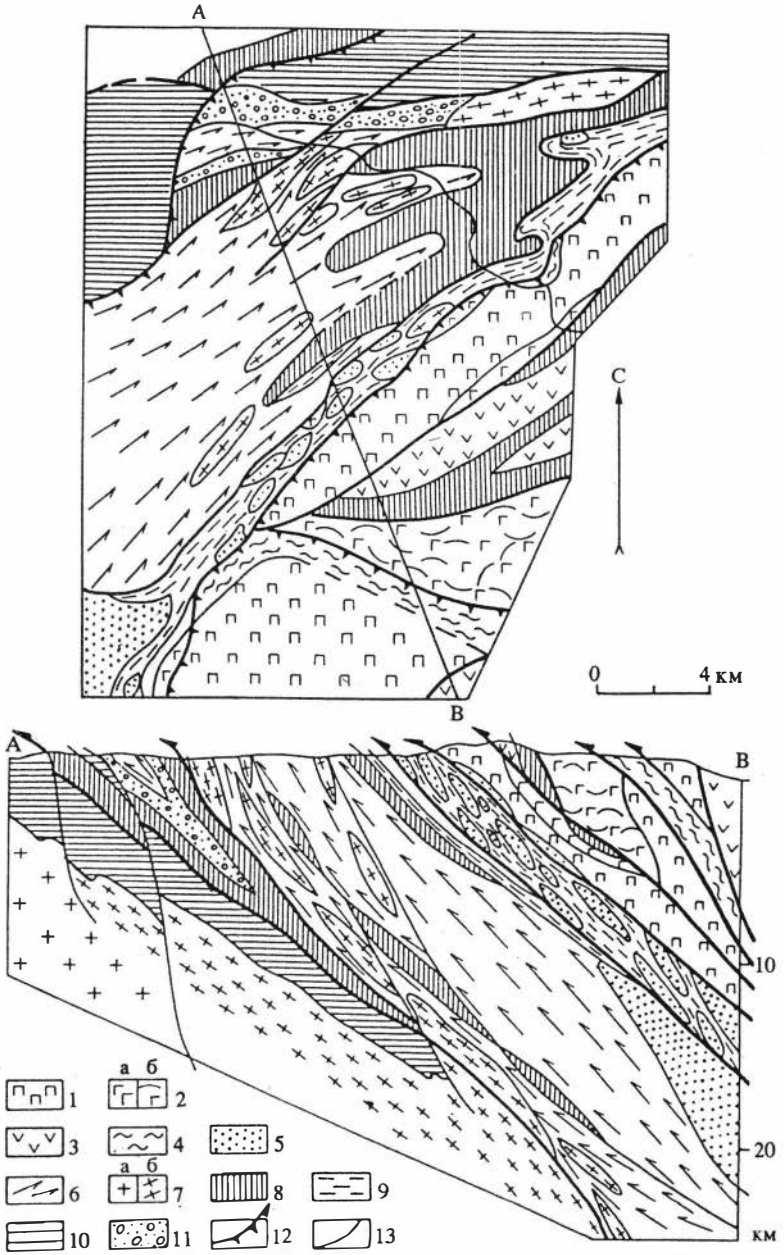


Рис. 5.58. Схематический разрез через Полярный Урал в районе р. Щучья и офиолитового пояса Сыум-Кеу (по Н.Л. Добрецову и др. [1989], с дополнениями).
Офиолиты (верхние пластины): 1 – перидотиты; 2 – габбро (а), габбро-гранулиты (б); 3 – диабазы, вулканиты; 4 – серпентиниты + эклогиты глаукофансланцевого комплекса (нижнее сечение); 5 – эклогиты; 6 – гранатовые амфиболиты и плагиогнейсы; 7 – плагиограниты; 8 – голубые сланцы; 9 – тектонический меланж (бластомилониты и др.); 10 – зеленосланцевые толщи рифея и ордовика (автохтон); 11 – метаолистострома; 12 – главные надвиги; 13 – разломы.

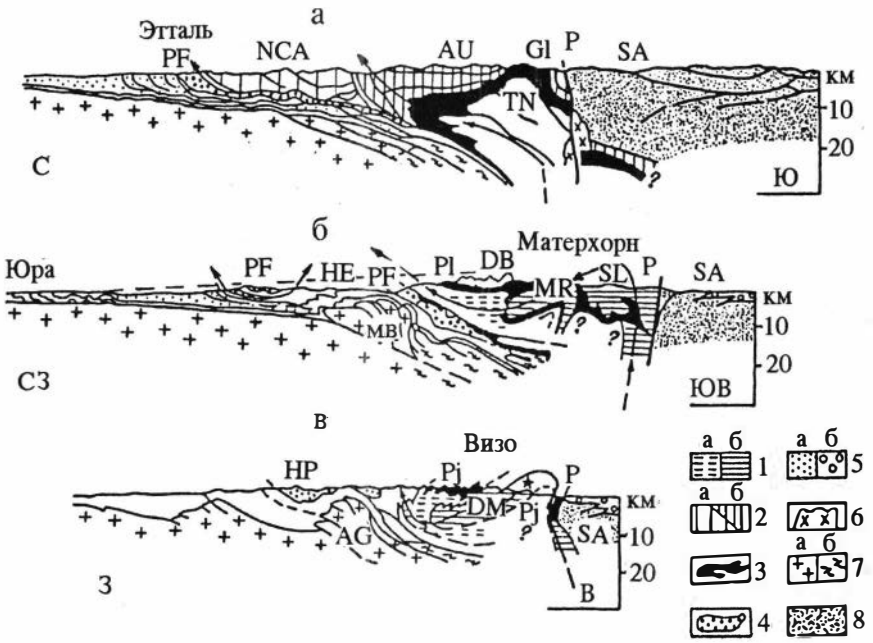


Рис. 5.59. Схематические разрезы через Альпийский аккреционный клин в районе Тауэрн-Эггаль (а), Пеннинские покровы (б), Грайанские Альпы с горой Визо (в) (по [Dal Piaz et al., 1988], с сокращениями):

1 – эоальпийский глаукофансланцевый (а) и эклогит-сланцевый (б) метаморфизм (звездочкой отмечены пироп-коэситовые ассоциации Дора–Майра); 2 – эоальпийский низкотемпературный (а) до амфиболитовой фации (б) метаморфизм низких давлений; 3 – офиолиты, часто преимущественно с *HP*-метаморфизмом и ассоциирующим меланжем; 4 – флиш, преимущественно меловой; 5 – третичная моласса – Европейская (а) и долина По (б); 6 – олигоценовые граниты; 7 – фундамент Европейской плиты слабоизмененный (а) и ремобилизованный (б); 8 – Аппенинская плита. Географические названия и формации: HP – флиш Гельмингтон, HE – Гельветик, NCA – Северные Альпы, AU – Австро-Альпийский покров, DB – покров Дент-Бланш, Gl, Pl, Pj – офиолиты Глокнер, Платта-Ароз, Пьемонт, TN, MR, DM – массивы Тауэрн, Монте-Роза, Дора–Майра, SA – Южные Альпы, MB, AG – выступы фундамента Монблан и Аргентера, PF – фронт Пеннинских надвигов, SL – зона Сезиа-Ланцо, P – Пери-Адриатический разлом. Остальные пояснения в тексте.

Ниже зоны меланжа и бластомилонитов – практически полный, хотя и со сближенными чешуями, разрез палеозоны субдукции (сравни с разрезом на рис. 5.48).

Наша модель принципиально близка к модели М. Клооса [Shreve, Cloos, 1986; Cloos, 1982, 1986, 1993], которая возникла как продолжение лабораторного моделирования циркуляции глинистого материала в нагнетаемом клине над погружающейся плитой, но уточнена численными расчетами. М. Клоос предполагает, что вещество в клине не вытекает (закупорено), что возможно в случае

коллизии или иных особых случаях. Вещество принято как несжимаемая, с постоянной вязкостью ньютоновская жидкость, а стенки клина жесткие. Численные решения получены при угле наклона клина $2\theta = 20°$, угле наклона субдукции $\alpha = 25°$, $l = 100$ км, скорость субдукции варьировала от 2,5 до 10 см/год.

Из расчетов М. Клооса следует, что в субдукционном клине над субдуцируемой плитой возникает медленное возвратное течение. В зоне, примыкающей к субдуцируемой плите и составляющей 1/3 толщины клина, наблюдается нисходящее движение со скоростью, равной или меньшей скорости субдукции до нулевого значения. В верхней области (2/3 клина), где наблюдается возвратное течение, наибольшая скорость (около 1/3 скорости субдукции) имеет место в центральной части этой зоны. Частицы, первоначально разделенные расстоянием 0,5 км в устьевой придонной части клина, через 0,5 млн лет будут разделены интервалом 15 км, а на возвратном течении, хотя и несколько сблизятся, останутся на расстоянии 10 км. Ситуация с блоками эклогитов несколько иная. При вышеприведенных параметрах ($2\theta = 20°$, $\alpha = 25°$, $u = 5$ см/год) и дополнительном условии $\Delta\rho = 0{,}6$ г/см^3 крупные блоки эклогитов (≥ 25 м) не будут подниматься, средние блоки (около 10 м) будут подниматься быстрее всего, мелкие блоки (≤ 5 м) отстанут от средних на 10–15 км от поверхности. Однако данные по эксгумации конкретных эклогитовых комплексов оказываются гораздо более сложными [Krogh et al., 1994; Staltenpohl et al., 1994].

В модели Клооса не рассмотрены условия возникновения и устойчивости аккреционного клина, а этот вопрос, как мы видели, является одним из важнейших.

Из минералогических и экспериментальных данных, касающихся сохранения в глаукофановых сланцах и эклогитах таких легко конвертируемых минералов, как арагонит, лавсонит и коэсит [Dobretsov, 1991], следует, что скорость возвратного движения чешуй пород или меланжа с включениями глаукофановых сланцев и эклогитов, содержащих названные минералы, должна быть равна или больше скорости субдукции. В модели Клооса в качестве одного из следствий утверждается, что совпадение прямой и обратных кривых *P-T*–эволюции при глаукофансланцевом метаморфизме возможно при совпадении скоростей прямого и обратного течений в клине, которые могут быть меньше скорости субдукции. Но из кинетических данных следует, что такого соотношения недостаточно, ибо при медленных движениях температура будет падать медленно и "закалка" метастабильных минералов не произойдет.

В наших решениях из соотношений (5.48)–(5.49) следует, что скорость подъемного течения при низкой вязкости порядка 10^{17} Н·с/м^2 может значительно превышать скорость субдукции и достигать 300 см/год в условиях сближения плиты и континента. При более реальной вязкости 10^{18} Н·с/м^2 максимальная скорость подъемного течения порядка 30 см/год, она наблюдается в начальный момент ($t = 0$) и в средней части выходного отверстия клина. С течением времени и в верхней части клина она будет падать.

Позднее М. Клоос [Cloos, 1993] оценил возможность коллизии или закупорки зоны субдукции при вступлении в нее микроконтинентов, островных дуг, подводных гор. По его оценке, только мелкие подводные горы (меньше 1–2 км высотой),

небольшие поднятия с мощностью коры 15–17 км и молодые дуги (моложе 20 млн лет) могут не вызвать коллизии и прекращения субдукции. При этом попадание в зону субдукции подводной горы вызывает лишь кратковременную остановку субдукции и ее перескок в сторону океана. В этом случае кривая *P-T*–эволюции соответствует францисканскому или пенжинскому типу (см. 3а на рис. 5.51), а метаморфизованные породы включают в себя – Ti-базальты и осадки симаунта. В случае столкновения с микроконтинентом или древней островной дугой коллизия более значительная и субдукция вообще прекращается. В этом случае в результате быстрого возвратного течения к поверхности выводятся наиболее глубинные породы, сложенные метаморфизованными чешуями микроконтинента или продуктами метаморфизма древней островной дуги, а метаморфизм сменяется на низкобарический по альпийскому или санбогавскому типу [Dobretsov, 1991; Dobretsov, Kirdyashkin, 1993].

Особый интерес вызывает появление купольных структур в глаукофансланцевых поясах с обратной метаморфической зональностью. Такие чешуйчато-купольные структуры описаны многими исследователями для Кубы в комплексе Эскамбрай [Сомин, Мильян, 1981], для Папуа-Новая Гвинея [Hill, Baldwin, 1993], для о-ва Тинос в поясе Циклад в Греции [Brocker et al., 1993]. Реликты купольных структур обнаруживают и в других глаукофансланцевых поясах. Они возникают в случае надвигания (выдавливания) высокобарических пластин из субдукционно-аккреционной зоны вместе с перекрывающим их островодужным комплексом на сиалическое основание микроконтинента (континента). В этом случае вследствие гравитационной неустойчивости происходит медленное всплывание сиалического купола, повторный метаморфизм высокобарического комплекса в условиях низких давлений и повышенных температур. На сложных *P-T-t*–кривых появляются изгибы, соответствующие внутриплитному (среднему) распределению температур, как показано для циклад (Су) и комплекса Шпицберген (Sp_1, Sp_3) (см. рис. 5.51).

Таким образом, в тектонической истории глаукофансланцевых комплексов сочетаются их быстрая начальная траспортировка с мантийных глубин в виде чешуй или зон меланжа с последующими остановками и деформациями, включая рост куполов.

На примере Альп (см. рис. 5.59) видна сложная реальная структура аккреционного клина, созданного при столкновении двух континентальных плит (Адриатической и Европейской). Эту структуру можно трактовать как выдавливание глубинных пород вдоль жесткого упора Адриатической плиты и затем растекание выдавленных пород в направлении форланда Европейской плиты. При этом, как и в Калифорнии и во многих других местах, глаукофановые сланцы и эклогиты, метаморфизованные ранее на больших глубинах (≥ 50 км), надвинуты на неметаморфизованные одновозрастные (или даже более молодые) породы. Этот процесс совмещения разных фаций и разновозрастных пород происходил, как мы отметили выше, очень быстро. Характерно, что на разрезе (см. рис. 5.59а), где установлены только метаморфические породы умеренных давлений (5–6 кбар), доставленные к поверхности с глубин 10–15 км, запечатленная структура и соответственно картина движений гораздо более простая, чем на других разрезах (см. рис. 5.59б,в), где

установлены породы высоких давлений. Породы с максимальными оценками давлений (с коэситом), отмеченные на разрезе звездочкой (см. рис. 5.59в), извлечены с глубин более 100 км. Таким образом, наблюдаемая картина в зонах столкновения гораздо сложнее, чем полученная в моделях субдукции, но принципиально не противоречит выше приведеной модели "выталкивания".

Однако для таких зон предложена и другая аккреционная модель, сформулированная Дж. Платтом [Platt, 1986]. В основе этой качественной модели лежит условие механического равновесия мощного аккреционного клина, создаваемое равнодействием трех сил: 1) субгоризонтальных сил сжатия, вызываемых движением жесткого упора и обусловливающих нормальное напряжение σ_x; 2) сила трения в основании, определяемая коэффициентом трения τ_b; 3) гравитационные силы (вес сегмента, ρgh), действующие на его основание и вызывающие также "расползание" слишком мощного клина с большим углом α. В условиях равновесия, когда клин не меняет своей формы (не расширяется, не сжимается, не меняются углы α – наклон клина и β – наклон зоны субдукции), $\sigma_x = 0$ и критерий равновесия сводится к выражению

$$\alpha_{кр} = \tau_b/\rho gh, \qquad (5.50)$$

аналогичному условию равновесия ледника [Platt, 1986]. При изменении угла наклона поверхности ("гористости") клина α относительно $\alpha_{кр}$ аккреционный клин неустойчив. При большом α клин под собственным весом расширяется и утончается (расползается), при малом α дополнительный вес ρgh слишком мал, и начинают преобладать сжимающие напряжения, т.е. клин сжимается и утолщается, пока не станет $\alpha = \alpha_{кр}$.

Геологическая иллюстрация этой модели в эволюционном плане рассмотрена на примере францисканского комплекса и схематически показана на рис. 5.60. На ранней стадии формирования аккреционного клина (см. рис. 5.60,а) преобладает фронтальная аккреция, здесь возникают сжатие и система чешуйчатых надвигов. На следующей, зрелой стадии скорость фронтальной аккреции падает и преобладает глубинное нагнетание материала в зоне субдукции перед жестким упором континентального блока ("underplating "). Это приводит к утолщению клина и возрастанию угла α (см. рис. 5.60,б). Начинается расширение и растекание аккреционного клина, которое на заключительной стадии эволюции клина (см. рис. 5.60,в) приводит к обратному латеральному смещению фронтальной части клина, образованию системы нормальных и листрических сбросов и куполообразного поднятия в центральной части клина. Именно это поднятие, определяемое "растеканием" гористого клина с углом $\alpha > \alpha_{кр}$, и создает возможность быстрого подъема на 15–20 км и "закалки" пород высоких давлений, сформировавшихся при 5–10 кбар и более (см. рис. 5.60,в). Другими словами, подъем глубинных пород лимитируется не скоростью эрозии, а скоростью "растекания", которая обусловливает также формирование постнадвиговых разломов и орогенных впадин.

Эта модель во многих отношениях полезна. В то же время, по нашему мнению, в модели содержатся принципиальные противоречия и произвольные допущения. К их числу относятся:

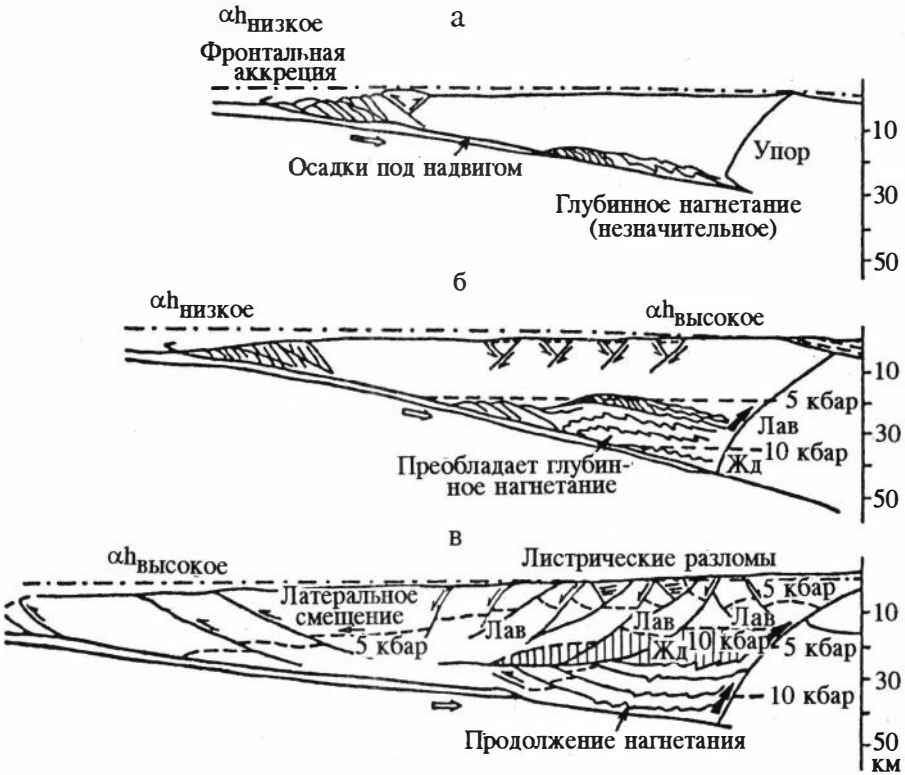


Рис. 5.60. Эволюционная модель аккреционного клина [Platt, 1986, с изменениями].

Стрелками показаны листрические разломы и надвиги; двойной стрелкой – направление субдукции; жирной стрелкой – подъем материала вдоль жесткого упора. Жд, Лав – поля устойчивости жадеита с кварцем и лавсонита.

1. Последовательность процессов – сначала фронтальная аккреция, а затем глубинное нагнетание – ничем не обоснована, и вполне можно предположить обратную последовательность. Модель относится к "произвольной" коллизии и не предусматривает перехода к стационарному процессу субдукции.

2. Неясны основные причины и механизм глубинного нагнетания. Из схем Дж. Платта (см. рис.5.60) следует, что главной причиной могут быть наличие и форма жесткого упора ("эффект бульдозера"). Форму упора Дж. Платт считает непринципиальной, но фактически обосновывает для Калифорнии и Альп, упор, наклоненный от континента, т.е. расширяющуюся форму клина, неустойчивую в нашей модели (см. рис. 5.54).

Действительно, в расширяющемся клине, где $h(x) = \delta(a_1 + x)$ и $a_1 = a - l$,

$$P_x - P_o \approx -\sigma\eta u_x(l - x)/\delta^2(a + x)^2(2a + l) < 0, \qquad (5.51)$$

наблюдается понижение давления относительно $P_0 = P_l$. В этом случае вязкая жидкость вытесняется из клина до соприкосновения плит. Следствием этого является тектоническая эрозия обеих плит или остановка процесса сближения.

3. Неясен механизм и скорость подъема глубинного материала, в частности, почему подъем локализуется в виде купола в центральной части клина, а не в виде узких чешуй и меланжа около "упора", или в виде общего "выдавливания" из клина. Скорость подъема, видимо, определяется скоростью растекания глубинного материала (сравни рис. 5.60,б,в). Количественно она не определена, но даже при заметном наклоне "горизонтального клина" (α), как в Гималаях, она будет меньше скорости субдукции (5–10 см/год), что недостаточно для сохранения высокобарических минералов.

Модель Платта [Platt, 1986] обоснована на примере Альп и Калифорнии. Однако структурные и кинематические данные У. Ринга, М. Брэндона [Ring, Brandon, 1994] не подтверждают наличие деформации расширения, параллельной разломам, как это следует из стадии расширения (растекания) в модели Платта. Вместо этого, эти данные показывают хрупкую деформацию в зоне Прибрежного разлома, по которому Франциканская формация контактирует с офиолитами и осадочной формацией Большой долины (рис. 5.61). Поэтому авторы работы [Ring, Brandon, 1994] отдают предпочтение модели клина [Wentworth et al., 1984] или тонкочешуйчатой модели, сформулированной в работе [Suppe, 1979]. В обеих моделях этот контакт вдоль Прибрежного разлома (см. рис. 5.61) объясняется внешними тектоническими причинами с преимущественным сжатием и утонением (выдавливанием) офиолитов Прибрежного пояса. Эти "внешние причины" представляют собой возвратные надвиги (backthrusting в модели клина) или фронтальные надвиги (в тонкочешуйчатой модели). В последней модели Восточно-Франциканский пояс (см. рис. 5.61), метаморфизированный 120 млн лет назад для террейна Pickett Peak и 90 млн лет назад для террейна Yolla Bally [Blake et al., 1988], был помещен в верхнюю структурную позицию во франциканском комплексе до надвигания офиолитов и террейна Большой долины, которые произошли около 60 млн лет.

Однако У. Ринг и М. Брэндон [Ring, Brandon, 1994] делают неожиданный вывод о том, что подъем Восточно-Франциканского пояса обусловлен эрозией. Это при скорости 1 мм/год означает время подъема более 60 млн лет (от 90 до 30 млн лет). Это невозможно для сохранения высокобарических минералов, таких как арагонит, лавсонит и жадеит. Другое дело, что заключительный тектоникоэрозионный подъем и разрушение Восточного пояса могли происходить во время накопления Западно-Франциканского пояса (60–70 млн лет назад). В этом плане справедлива аналогия с активным субдукционным клином в Олимпийских горах вблизи границы с Канадой (см. рис. 5.61), где за последние 12 млн лет в результате утолщения аккреционного клина горы поднялись на высоту более 12 км, и большая часть их была уничтожена эрозией.

Таким образом, проблемы соотношения тектонической транспортировки и последующей эрозии остаются нерешенными для разных моделей аккреционного клина и эксгумации голубых сланцев и эклогитов, хотя главные решения уже получены.

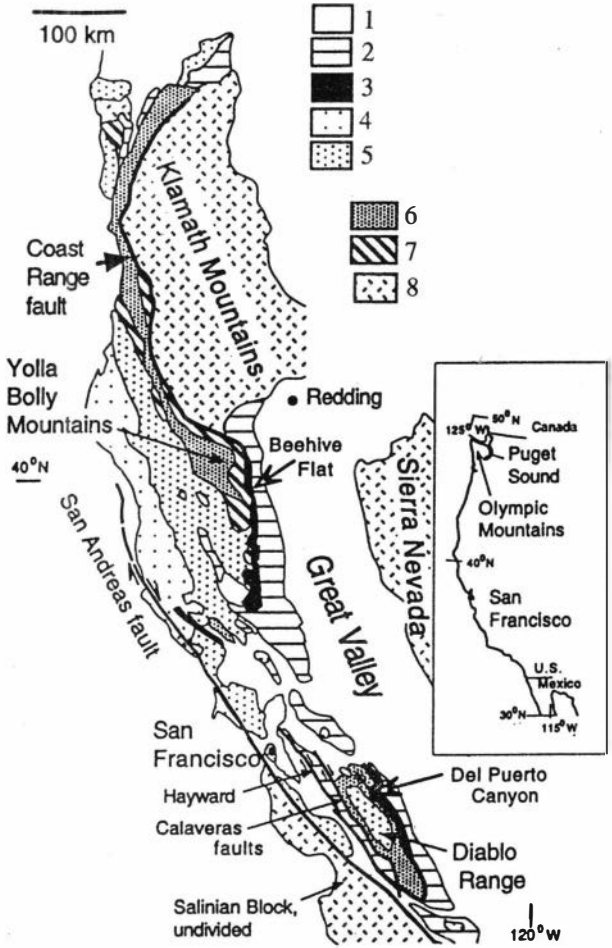


Рис. 5.61. Геологическая карта, показывающая главные мезозойские элементы Западной Калифорнии и двух изучаемых районов вдоль разлома Береговых хребтов: равнина Бихайв и каньон Дель Пуэрто. Заметим, что поднятие Диабло Рейндж ограничено сбросами по отношению к современному разлому Сан-Андреас [Ring, Brandon, 1994]:
1 – кайнозойские осадки; 2 – серия Большой долины; 3 – офиолиты Береговых хребтов; 4 – прибрежная и 5 – центральная части Францисканского пояса; 6, 7 – восточная часть Францискана: террейн Йолла Болли (6) и Пиккет-Пик (7); 8 – магматическая дуга Сьерра-Кламат.

5.10. Зоны коллизии и связанные с ними процессы магматизма и метаморфизма

Выше мы уже рассмотрели переходы от субдукционно-аккреционных к аккреционно-коллизионным комплексам. Эти типы комплексов составляют основную ткань складчатых поясов, в которых объединены фрагменты древних активных зон. Однако коллизия не сводится только к формированию тектонических аккреционно-коллизионных комплексов, но и является причиной разнообразных магматических и метаморфических процессов, которые локализуются не только в пределах аккреционных комплексов, но и распространяются в прилегающие блоки континента или микроконтинента.

Принципиальное отличие процесса коллизии от субдукции связано с тем, что при коллизии, как правило, сталкиваются легкие "непотопляемые" в мантию литосферные массы континентов, микроконтинентов, зрелых островных дуг. Это приводит к амальгамации этих блоков в более крупные континенты, а затем суперконтиненты.

Коллизия континента с другим континентом (в зонах типа Гималаев) или с микроконтинентом, или с островной дугой приводит также к различному утолщению коры, причем процесс коллизии реализуется в дальнейшем либо в виде надвигов, либо сдвигов. Утолщение коры приводит, в свою очередь, к процессам плавления и метаморфизма в утолщенной коре.

Орогенические пояса и зоны коллизии варьируют по тектонической обстановке, ассоциирующему метаморфизму и способам выведения метаморфических пород к поверхности. Дж. Дьюи [Dewey, 1988] предложил два типа орогена – скандинавский (гималайский) и шотландский. Фактически можно выделить три случая.

I. В первом случае метаморфизованные породы выдавливаются в виде клина, аналогично возвратному течению в субдукционно-аккреционном клине, обсужденному выше для глаукофановых сланцев. Такая модель предложена для Альп (см. рис. 5.59) и Центральных Гималаев [Hodges et al., 1993]. Метаморфический комплекс Центральных Гималаев в миоценовое время двигался к югу и вверх благодаря синхронным движениям по Южно-Тибетскому разделительному взбросу и Главному надвигу. Эта кинематическая картина, сформулированная в работе [Hodges et al., 1993], соответствует установленной *P-T*–кривой повышенных давлений дистенового типа, и нескольким этапам деформации, синхронным с метаморфизмом. Эта модель сходна с вариантом ретрошарьяжа по [Willet et al., 1993], но отличается большой скоростью движения и декомпрессии. Декомпрессия вблизи верхнего взброса почти изотермическая, вблизи подошвы комплекса она равна 5–6 кбар и сопровождалась понижением температуры на 150–200 °С [Hodges et al., 1993].

II. Другая модель, типичная для орогенов скандинавского типа [Dewey, 1988], предполагает значительное утолщение при интенсивном фронтальном сжатии. Утолщение достигает 80–100 км и превышает современное в Гималаях, после чего вследствие гравитационного неравновесия наступает "коллапс" – быстрые надвиги типа гравитационного соскальзывания, расширение и еще более быстрый подъем глубинного вещества в виде диапиров, сопровождаемые частичным плавлением при декомпрессии. В результате возникает структура, типичная для Скандинавских каледонид [Anderson et al., 1991; Хаин, 1989]: сочетание крупных шарьяжных структур, наиболее отчетливых во фронтальной части, и многочисленных куполов и диапиров, более поздних, чем надвиги. Наиболее крупные и "быстрые" диапиры в тыловой части выводят к поверхности корово-мантийную смесь, где сочетаются блоки мантийных шпинелевых перидотитов, мантийных и коровых эклогитов и нижнекоровых гнейсов, формировавшихся при T = 800–900 °С и P до 12 кбар. Аналогичная структура и модель может быть применена к Бетским Кордильерам [Davies et al., 1993; Книппер и др., 1992], гранито-гнейсовым куполам [Добрецов и др., 1974] и Западным Гималаям. Возможно, в Гималаях первый механизм

(шарьяжно-возвратного течения) перерастает в пространстве и во времени в механизм коллапса и быстрого всплывания диапиров. Сочетание этих механизмов мы видели на примере глаукофановых сланцев. При быстром подъеме выводятся и сохраняются глубинные парагенезисы, при медленном – диапиры переплавляются и возникают комплексы низких давлений (андалузит-силлиманитового типа) в виде обрамленных гранито-гнейсовых куполов [Miyashiro, 1961, 1994].

III. При менее интенсивном или косом сжатии сильного утолщения не происходит, образуются крупные сдвиги в сочетании с зонами локального растяжения. Такой тип орогенов назван шотландским [Dewey, 1988; Miyashiro, 1994]. В Шотландии, как известно, далрадиенский зональный метаморфизм дистен-силлиманитового типа сменяется андалузит-силлиманитовым в тесной ассоциации с гранитами; типичные купола не характерны, но широко проявлены поздние сдвиги, надвиги и взбросы, линейные, реже изометричные гранитные плутоны [Miyashiro, 1994].

Аналогичное различие устанавливается при сопоставлении восточной и западной частей палеозоид Южной Сибири. Для восточной части (Забайкалье) характерен скандинавский стиль – гранито-гнейсовые купола и метаморфические "ядра" в сочетании с ранними и поздними гранитами [Беличенко и др., 1994]. Для западной части (Алтае-Саянская область) типичны крупные поздние сдвиги (типа Иртышской, Северо-Западной, Северо-Саянской и других зон смятия), приводящие в том числе к торцовым сочленениям и мозаичной структуре [Лепезин, 1978; Berzin, Dobretsov, 1993; Берзин и др., 1994]. Особую роль крупных сдвигов для "алтаид" подчеркивают также Дж. Шенгер и др. [Sengor et al., 1993; Шенгер и др., 1994], поэтому этот тип орогенов и орогенного метаморфизма может быть назван шотландско-алтайским.

В обобщенной эрозионной модели зон коллизии, где выведение к поверхности метаморфизованных пород обусловливается эрозией и денудацией [Willet et al., 1993], полученная метаморфическая зональность (градиент метаморфизма, наклон изоград) зависит от направления сжатия, направления эрозии (ветра) и положения денудированного склона гор.

Нам кажутся более частыми случаи, где главным регулятором является не эрозия, а быстрые тектонические процессы выведения метаморфизованных пород к поверхности. В общем случае модель коллизионной зоны можно представить как удвоение коры путем быстрых надвигов, с дальнейшим прогревом утолщенной коры и выравниванием температуры до новой равновесной геотермы [England, Thompson, 1984]. В таком случае (рис. 5.62) на прогрессивной ветви мы видим: (0–1) стадию медленного погружения (погребения) в осадочном бассейне; эту стадию мы рассмотрели выше на примере континентальных рифтов (см. раздел 5.4); (1–2) стадию быстрого надвигового погружения; (2–3) почти изобарическое медленное нагревание, одновременное с деформациями; (3–4) затем медленный подъем диапира со снижением давления и продолжением нагревания; (4–0) – регрессивная ветвь – остывание вдоль новой геотермы (см. рис. 5.62).

По оценкам [England, Thompson, 1984] на стадии (3–4) требуется до 10 млн лет на каждые 50 °С нагревания и максимум температуры достигается в точке 4, когда уже произошло от 20 до 40 % подъема блока с соответствующим падением давления.



Рис. 5.62. Эволюция *P-T*–условий в ходе утолщений континентальной коры и коллизионного метаморфизма [England, Thompson, 1984]:
1, 2 – точки на исходных геотермах после "мгновенного" удвоения коры в момент t_0; 2-3-4 – линия нагрева и падения давления при росте куполов; 4-0 – регрессивная стадия и приспособление к новой геотерме t_n. Двойные линии – устойчивости кианита, силлиманита и андалузита.

Рассчитанные по этой модели *P-T*–кривые эволюции метаморфизма целиком располагаются в поле кианита при нормальном исходном градиенте 20 град/км или соответствуют переходу кианит → силлиманит → андалузит ± кианит при более высоком исходном градиенте 30 град/км. В этой упрощенной модели (см. рис. 5.62) показаны главные стадии процессов тектоники и метаморфизма, хотя и не учитывается расплавление пород континентальной коры, перенос тепла магмой, а также более сложные модели подъема и релаксации коры, возникающие при сжатии и утолщении.

Тем не менее, стадии (2–4) и (4–0) типичны для многих зональных комплексов. В частности, прогрессивная и регрессивная стадии орогенического зонального метаморфизма, охарактеризованные С.П. Кориковским [1955] близки к стадиям (2–4) и (4–0) (см. на рис. 5.62).

Во втором и третьем типах орогенов, как отмечалось, возникают локальные зоны растяжения и тесная связь с гранитными комплексами как купольного, так и линейного типов. Учитывая также сложную историю магматизма, метаморфизма и деформации, устанавливаются определенные аналогии с кордильерским типом активных окраин.

Метаморфические комплексы или метаморфические ядра, возникающие в активных окраинах в тесной ассоциации с гранитными батолитами, оказываются по многим параметрам промежуточными между островодужными (типа Хидака) и коллизионными. Типичным примером являются комплексы метаморфических ядер в западных штатах США [Coney, Harms, 1984; Manduca et al., 1993]. Они испытали сложную историю магматизма, компрессионной деформации и растяжения от юры до третичного времени. Как отмечается в работе [De Yoreo et al., 1991], неясно, какая часть зональных пород низких давлений, характерных для этих комплексов, возникла в конце невадийской орогении, какая – во время третичного расширения, какая часть была поднята при движении вдоль разделительного пологого сброса, [Coney, Harms, 1984], какая поднялась вместе с расплавами в виде диапиров, как в Скандинавии и других поясах коллизионного типа.

Подобная история описана в западной части батолита Айдахо [Manduca et al., 1993] и в Южной Калифорнии [Karlstrom et al., 1993]. В Западном Айдахо столкновение континента с островной дугой произошло в середине мела (около 125 млн лет) и одновременно (125–120 млн лет) возникли сдвиговые и взбросо-сдвиговые деформации, с корневыми частями которых связаны ранние мафические дайки и плутоны и первый этап деформации [Hudman, Foster, 1984]. Затем внедрились еще два гранитных комплекса, между которыми произошли метаморфизм и деформации $D_2 - D_3$, и окончательно сформировалась метаморфическая зона, сходная с алтайскими "зонами смятия". Около 85–90 млн лет произошли внедрение габбро-тоналитовых плутонов, связанных с корово-мантийными расплавами, и заключительная стадия деформации.

Эти же три заключительные фазы фиксируются и в Южной Калифорнии [Karlstrom и др., 1993]: метаморфизм и деформации стадии D_{2-3}, внедрение плутона (85 млн лет) и заключительные сдвиговые деформации, наложенные и на плутон.

Сходная история метаморфизма и деформации, но в позднем карбоне–перми (310–270 млн лет) устанавливается в Иртышской зоне, а в Сангилене главный этап метаморфизма по возрасту (490–450 млн лет) и последовательности событий сходен с метаморфизмом Шотландии [Cliff et al., 1993; Лебедев и др., 1993]. Во всех названных случаях события укладываются в интервал 30–40 млн лет.

Одна из характерных особенностей крупных сдвиговых зон – это внедрение габбро-тоналитовых плутонов, как в виде пояса пластовых и линзовидных тел небольших размеров, подобно Иртышской зоне смятия, так и протяженных линейных тел, приуроченных к главной сдвиговой зоне. Примером последних является "Большой тоналитовый силл", протянувшийся в Юго-Восточной Аляске на расстояние более 800 км при ширине 5–20 км вдоль крупного сдвига, аналогичного сдвигу Сан-Андреас в Калифорнии (рис. 5.63). Этот сдвиг разделяет Островную зону (или супертеррейн) и Межгорную аккреционную зону террейнов, в которую внедрились разнообразные плутоны. Они образуют Прибрежный плутонический пояс, примыкающий к тоналитовому силлу [Wood et al., 1992].

Таким образом, главные проблемы в коллизионных зонах, требующие дополнительного изучения и моделирования, – это происхождение гранито-гнейсовых куполов и крупных гранитоидных плутонов.

Гранитоидные плутоны появляются в разной геодинамической обстановке. Небольшие габбро-плагиогранитные интрузии характерны в островных дугах, более крупные диорит-гранодиоритовые ("андезитоидные") плутоны – в активных окраинах андийского типа [Кузьмин, 1985]. Но главная масса наиболее крупных батолитов гранитоидов рождается в коллизионной и ранней постколлизионной обстановке. Часть из них, так называемые *S*-граниты [Chappell, White, 1979; Pitcher, 1979] являются результатом прямого плавления (анатексиса) утолщенной континентальной коры. Другие типы (*I*- и *A*-граниты) – результат сложного взаимодействия мантийных расплавов (часто остатков субдукционного плавления) и коровых анатектических расплавов [Pitcher, 1979; Добрецов, 1981; Добрецов, Чупин, 1993, Литвиновский, Добрецов, 1993]. Особый интерес представляют так называемые стресс-граниты, появляющиеся на ранней стадии коллизии и в зонах сдвигов [Индосинийский магматизм..., 1992].

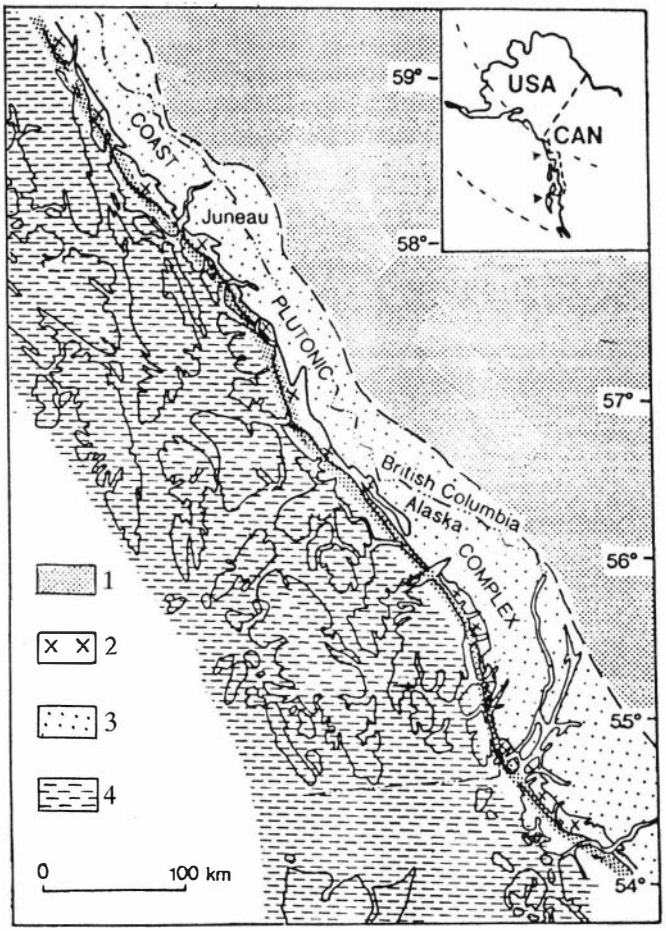


Рис. 5.63. Большой тоналитовый силл в Юго-Восточной Аляске:

1 – зона смятия; 2 – Большой тоналитовый силл; 3 – Межгорный и 4 – Островной супертеррейны.

По формальным, но устойчивым признакам Э.П. Изох [1978] разделяет габбро-гранитные серии по степени основности, степени контрастности (или прерывности) и типу щелочности (натровые, калинатровые, калиевые серии). В любом случае, массовое появление калиевых гранитов считается признаком перехода к зрелой континентальной коре. Калиевость гранитных расплавов зависит от состава субстрата, температуры и содержания фтора во флюиде.

Для правильного понимания выявленных эмпирических закономерностей гранитоидного магматизма необходимо дальнейшее экспериментальное и теоретическое моделирование. Основные закономерности анатексиса хорошо объясняются на

основе известных диаграмм гранитная эвтектика – H_2O – CO_2 [Шкодзинский, 1976; Добрецов, 1981] и простого теплофизического моделирования [Шарапов и др., 1977]. Существенную информацию о происхождении разнотипных гранитоидов дают расплавные включения (рис. 5.64), откуда видно, как закономерно меняется состав флюидов, растворенных в расплаве, с изменением температуры и глубинности гранитоидов – от "сухих", богатых CO_2 нижнекоровых гранитов и мигматитов к верхнекоровым гипабиссальным гранитам, обогащенным H_2O и F.

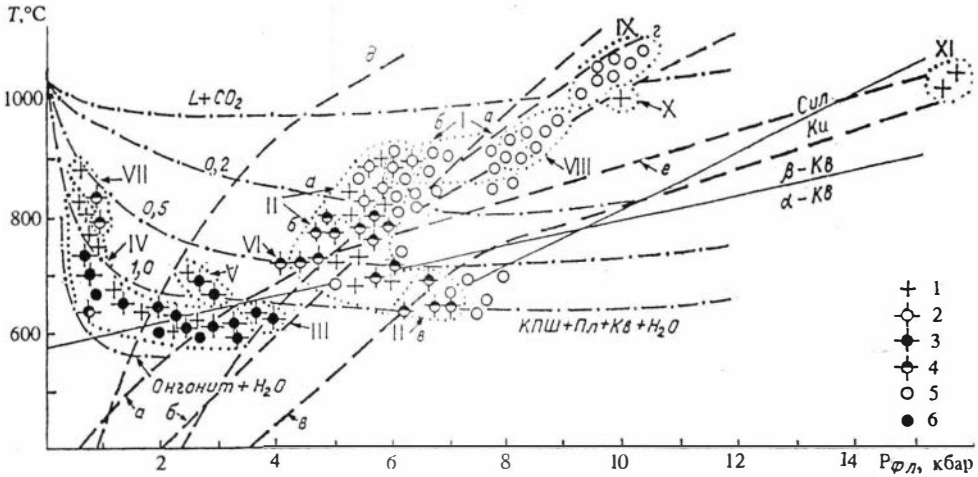


Рис. 5.64. *P-T*–области криталлизации гранитов и гранулитов [Добрецов, Чупин, 1993]:

I – автохтонные и субавтохтонные чарнокиты (а – канская серия, Енисейский кряж; б– Алданский, Украинский, Балтийский щиты); II – мигматиты и анатектит-граниты гранулитовой (а) и амфиболитовой (б,в) фаций; III – регенерированные граниты (о-ва Онежского озера, Юрчикский массив на Камчатке); IV – граниты рапакиви Коростеньского, Выборгского, Салминского плутонов; V, VI – высокоглиноземистые граниты Памирского и Шугнанского комплексов (Юго-Восточный Памир); VII – рапакивиподобные граниты Ара-Лицкого комплекса (п-ов Кольский); VIII, IX – гранулиты Чогарского (VIII) и Сугамского (IX) блоков; X – глубинная зона плавления и кристаллизации риолитовых расплавов над базитовым очагом (Аличурский плутон, Южный Памир); XI – кианитовые гранулиты из ксенолитов в трубке взрыва фергуссит-порфиров (Восточный Памир).

1 – расплавы гранитного состава; 2 – расплав + флюид (CO_2); 3 – расплав + флюид (H_2O); 4 – расплав + флюид (CO_2 + H_2O); 5 – флюид (CO_2); 6 – флюид (H_2O).

Геотермы: а, б – в раннем архее; в – средние для континентальной коры (по Н.Л. Добрецову); г, д – архейские гранитно-зеленокаменная и океаническая (по К. Конди); е – коллизионные для сдвоенной коры на Памире (получена по результатам изучения расплавных включений). Линии плавления: гранит + H_2O + CO_2 и линии Сил ↔ Ки, β-Кв ↔ α-Кв (по Н.Л. Добрецову).

Очень важно взаимодействие коровых и подкоровых расплавов, а также мантийных флюидов и коровых расплавов (идеи синтексиса и флюидного синтексиса, см. например, Н. Добрецов [1981], Г. Добрецов [1985]). При этом возникают

гораздо более сложные задачи, для которых лишь частично намечены решения, например, в работах Б.А. Литвиновского и др. [1993, 1994]. Модели, связанные с локальным флюидо-теплопотоком вдоль зон разломов или с внедрением базитовых плутонов [Шарапов, 1994], пока не увязаны с реальными геодинамическими обстановками, геологией и геохимией гранитоидных плутонов [Г. Добрецов, 1985].

5.11. Общая схема эволюции орогенических поясов и периодичность эндогенных процессов

Выше мы рассмотрели тектонику, петрологию и основные модели для всех современных активных зон Земли. Все они находят аналоги в геологическом прошлом и закономерно сменяют друг друга в истории древних орогенических (или складчатых) поясов. Размещение их на поверхности Земли в упрощенном виде было показано на рис. 1.1, а многие детальные участки – на других рисунках.

Как уже отмечено, основной рисунок складчатых поясов составляют фрагменты субдукционно-аккреционных и аккреционно-коллизионных комплексов, которые цементируют блоки кратонов, микроконтинентов и зрелых островных дуг. В свою очередь, пояса пронизаны коллизионными и постколлизионными гранитами и перекрыты крупными постколлизионными осадочными бассейнами, такими как Западно-Сибирский. Аналогично этому, крупные кратоны покрыты осадочным чехлом, в том числе в форме крупных осадочных бассейнов, и разбиты молодыми и древними (авлакогенными) рифтами.

В этой исключительно сложной структуре уже давно удалось подметить закономерную повторяемость основных элементов (структурно-формационных комплексов) в пространстве и во времени. В старой "геосинклинальной" терминологии эти комплексы относились к начальной, ранней, средней, поздней и завершающей стадиям эволюции геосинклинали или складчатого пояса. Уже давно эти стадии помогли систематизировать позицию рудных месторождений [Билибин, 1955]. Хотя трактовка названных стадий с точки зрения тектоники плит существенно изменилась, само деление на стадии и большинство относимых к ним комплексов сохранило свое значение. Попытаемся дать новую трактовку этим стадиям с учетом проведенного моделирования.

Начальную стадию следует понимать как стадию раздвижения континентов и открытия океанов. Эта стадия в настоящее время наблюдается в Красном море, Аденском заливе и прилегающей части Индийского океана, а также в Северной Атлантике (особенно к северу от Исландии). Основные процессы этой стадии – периокеанический рифтинг, спрединг в океанических хребтах, утонение краев континента и формирование пассивной окраины с мощными карбонатно-терригенными толщами, переходящими в глубоководные осадки. Они описаны в разделах 5.1, 5,2, 5.3. Реликты океанических офиолитов (ранней океанической коры и глубоководных осадков океанов) могут сохраниться в субдукционных комплексах. Но лучше сохраняются осадки и структуры оперяющих рифтов на континентах, а также террейны, сложенные осадками пассивной окраины.

Ранняя стадия характеризуется образованием хотя бы с одной стороны сформировавшегося океана зон субдукции, сначала в виде островных дуг, которые могут смениться затем обстановкой активной континентальной окраины. Примеры этих зон субдукции, их взаимопереходы и механизмы, регулирующие зоны субдукции, описаны в разделах 5.5–5.8. Образование зон субдукции означает, что раздвижение континентов замедлилось, или остановилось, частично сменилось на другой вектор движения, а спрединг и движение океанических плит продолжается. В эту стадию образуются и затем сохраняются фрагменты офиолитов (чаще офиолиты окраинных морей, или надсубдукционные), островных дуг, субдукционно-аккреционные комплексы, осадочные террейны окраинных морей и пассивных окраин. Отличие последних от осадочных формаций предыдущей стадии может быть затруднительным. Наряду с формированием субдукционных зон, на другой окраине могут продолжать формироваться осадки пассивных окраин и оперяющих рифтов [История океана Тетис..., 1987; История развития..., 1984].

Длительность первых двух стадий может быть различной. Первая стадия, еще не закончившаяся в Северной Атлантике и северной части Индийского океана, продолжается более 100 млн лет. Существование островных дуг, сменяющихся активными окраинами или наоборот, фиксируется в обрамлении Тихого океана и северо-восточной части Индийского океана более 150 млн лет. Таким образом, первые две стадии могут достигать 250 млн лет, хотя реставрируются короткоживущие океанические бассейны (Мезо-Тетис, Неотетис, Монголо-Охотский), в которых первые две стадии составляют 60–90 млн лет.

Средняя коллизионная стадия (называвшаяся раньше также инверсионной) может протекать в несколько этапов. Они начинаются с коллизии островных дуг, микроконтинентов между собой или с большим кратоном, сокращением площади океана и завершаются столкновением континентов и полным закрытием океана. Каждый этап коллизии может быть относительно кратковременным (10–15 млн лет, см. ниже), но в целом охватывать интервал около 60–90 млн лет. Например, закрытие рифейско-вендского Палеоазиатского океана (и ранней Палеопацифики) началось в середине раннего кембрия, а закончилось в среднем ордовике (530–440 млн лет). Закрытие Герцинского океана началось в позднем девоне, закончилось в середине карбона (360–300 млн лет) [Берзин и др., 1994; Berzin, Dobretsov, 1993]. Эти стадии маркируются олистостромами, пиками глаукофанового метаморфизма, морскими молассами, внедрением гранитов, образованием ранних куполов (см. разделы 5.9 и 5.10).

Поздняя (постколлизионная) стадия начинается массовым внедрением поздне-коллизионных гранитов и формированием гранито-гнейсовых куполов и сопровождается формированием континентальных, часто вулканогенных моласовых прогибов. Граница ее с предыдущей стадией не всегда отчетливая. Например, для герцинской стадии Палеоазиатского океана она охватывает средний карбон-пермь (300–240 млн лет), местами продолжается до раннего триаса, а в ордовике выражена менее отчетливо [Берзин и др., 1994].

Наконец, **заключительная стадия** характеризуется отсутствием вулканизма (проявлением только даек) или появлением ареалов щелочного или бимодального

базальт-щелочного вулканизма, связанного с горячими точками. В это время формируются крупные постколлизионные бассейны озерного или мелководного морского происхождения, наложенные на предыдущие молассы, вулканические прогибы и рифты, такие как Западно-Сибирский или Джунгарский, Таримский бассейны, содержащие крупные резервуары нефти и газа [Сурков и др., 1982; Берзин и др., 1994]. Главная стадия формирования названных бассейнов охватывает юру–мел, т.е. около 150 млн лет, но фактически продолжается до настоящего времени (более 200 млн лет). На древних платформах известны и более длительные периоды формирования таких бассейнов (Белт, Аделаида в Австралии – более 400 млн лет; рифейские бассейны Сибирской платформы – более 300 млн лет [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а; Condie, Rozen, 1994]. Подобные оценки (150–300 млн лет) получены выше путем теоретического моделирования.

Подобная последовательность стадий характерна для относительно молодых поясов, начиная с рубежа 1800–2000 млн лет. Более древние пояса обнаруживают специфичность, которая требует специального обсуждения [Dobretsov et al., 1992; Condie, Rozen, 1994]. Длительность отдельных процессов как эмпирическая, так и следующая из теоретических моделей, может быть различной. Длительный процесс продолжительностью до сотен миллионов лет характеризует формирование осадочных бассейнов, метаморфизм погребения, островодужный магматизм, а также коллизионные стадии горообразования и метаморфизма (при эрозионной модели подъема). Быстрые процессы (длительностью первые миллионы до десяти млн лет) включают нормальную коллизию и метаморфизм прогрессивной и особенно регрессивной стадии, связанный с возможностью тектонической транспортировки блоков метаморфических пород.

Многочисленные оценки известны для формирования осадочных бассейнов и метаморфизма погребения под толщей накапливающихся осадков. Принимая среднюю скорость накопления осадков 0,005–0,01 см/год [Ревердатто и др., 1995; Zoetemeijer et al., 1990, 1993] и вероятную мощность осадков 20 км, мы получим время погружения (=максимальное время метаморфизма) 40–20 млн лет (в среднем 30 млн лет). Более длительное время означает перерывы в осадконакоплении или другие осложнения. Напротив, наличие стресса, приводящее к надвигам, может заметно сократить это время [Zoetemeijer et al., 1993]. "Мгновенное" (в геологическом смысле < 1 млн лет) погружение под мощными надвигами и последующее медленное нагревание длительностью около 15–20 млн лет в целом дают 15–20 млн лет для прогрессивной стадии зонального коллизионного метаморфизма [England, Thompson, 1984]. Такая же оценка времени будет, видимо, справедлива и для эволюциональной кривой погружения и нагревания (см. рис. 5.62, 1-3-4).

Оценки длительности метаморфизма 15–20 млн лет, действительно, характерны для зонального прогрессивного метаморфизма и приводились во многих работах. Однако надо иметь в виду разную длительность определенных стадий метаморфизма. Типичный пример приведен для классического далрадиенского метаморфизма в Ирландии и Шотландии [Yardly et al., 1987; Cliff et al., 1993]. Основной высокотемпературный метаморфизм следует непосредственно за островодужным магматизмом (с длительностью около 30 млн лет и с перерывом менее 10 млн лет)

и очень кратковременный (около 2–3 млн лет). После метаморфизма следует перерыв или медленный подъем в куполах диапиров длительностью около 20 млн лет, и затем новый этап метаморфизма пониженных давлений длительностью 15 млн лет, связанный со взбросами и тектоническим сочленением разных террейнов.

Суммарная длительность 30–35 млн лет характерна для многих тектоно-метаморфических и тектономагматических циклов [Добрецов, 1988, 1995]. Но наиболее отчетливо она проявлена для эклогит-глаукофансланцевого метаморфизма. Обобщение геологических и радиоизотопных данных показывают [Dobretsov et al., 1987; Добрецов и др., 1989; Dobretsov, Kirdyashkin, 1993; Dobretsov et al., 1994], что в мезозойских глаукофансланцевых поясах интервал между пиками глаукофансланцевого метаморфизма равен 30 млн лет, в палеозойских – около 60 млн лет, в докембрийских – 90–120 млн лет. При этом во многих глаукофансланцевых поясах сочетаются 2–3 этапа метаморфизма.

Типичные примеры, изученные в Омане, Калифорнии и Западных Альпах, сопоставлены на рис. 5.65. Хорошо видно, что этапы метаморфизма около 120 и 90 млн лет хорошо коррелируются в этих разных, удаленных друг от друга объектах. Более древние этапы 140–150 млн лет устанавливаются и в Альпийско-Средиземноморском поясе, и в Тихоокеанском складчатом обрамлении [Dobretsov et al., 1994]. В Омане выделены два этапа, в Калифорнии три, в Западных Альпах даже пять этапов, трактовка которых дискуссионна. В Калифорнии разные этапы документируются в различных геологических формациях, которые совмещены в результате последовательной аккреции. Древние возрасты (140–150 млн лет) установлены для эклогитов и крупнозернистых гранат–глаукофансланцевых пород в зонах меланжа. Возраст 115–120 млн лет установлен для восточной зоны Францисканского пояса – метаморфических сланцев типа Раттлснейк Крик и Южный Форк Маунтинс [Blake et al., 1988; Dobretsov et al., 1987]. Наиболее молодые даты (60 млн лет) характерны для западной лавсонит-пумпеллиитовой зоны. Эти три события, разделенные интервалом около 30 млн лет, можно трактовать как три этапа аккреции, сопровождаемые явлениями обдукции. Ранее это предположение было сформулировано как модель полистадийной обдукции [Dobretsov, 1979].

В настоящее время можно предположить, что первая стадия такого процесса связана с быстрым возвратным течением из глубинных частей зоны субдукции вследствие закупорки ее микроконтинентом или подводной горой, как показано на рис. 5.52. Последующие стадии аккреции связаны с аналогичными событиями в параллельной зоне субдукции, возникшими в результате закупорки прежней зоны. В этот новый этап выводится к поверхности как глубинный материал из новой зоны субдукции, так и в старой зоне субдукции блоки или чешуи пород глубинного метаморфизма могут испытать дополнительный импульс движения к поверхности. Такая модель нарисована пунктиром на рис. 5.65б для пород зоны Сезиа-Ланцо. Другой вариант, следующий из модели непрерывного многоступенчатого, но длительного подъема глубинных пород вдоль бывшей зоны Бениоффа–Заварицкого, превращенной в наклонную коллизионную зону [Hsu, 1991], показан сплошной линией.

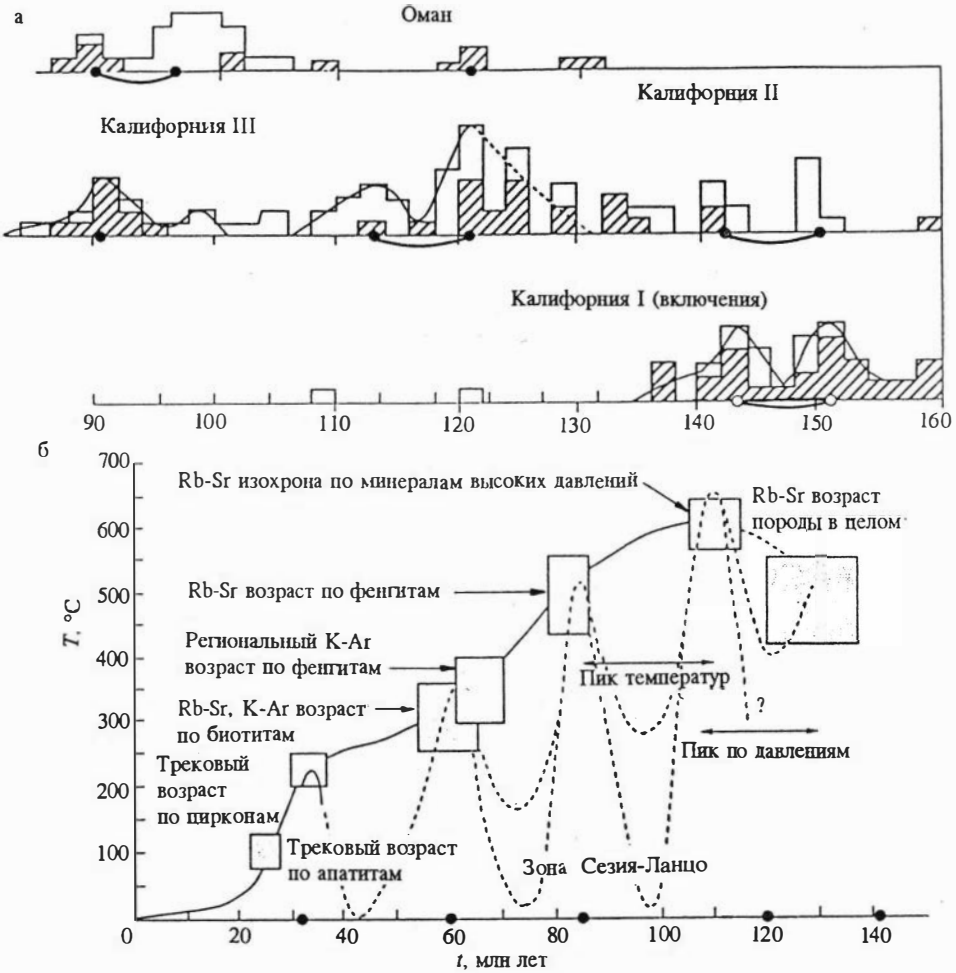


Рис. 5.65. Сопоставление возрастов и этапов глаукофансланцевого метаморфизма:

а – в Омане [Богданов и др., 1991] и трех этапов метаморфизма (I, II, III) во Франциканском поясе в Калифорнии [Ernst, 1983; Добрецов и др., 1989]; **б** – зоны Сезия-Ланцо в Альпах [Hsu, 1991, с изменениями]. Различные возрастные датировки (Rb–Sr, K–Ar, трековые) интерпретированы как длительная кривая эволюции *P-T*–условий (сплошная линия) с оценкой времени пика температуры и пика давления [Hsu, 1991] или как многоэтапный периодический процесс обдукции (пунктирная кривая, мнение автора). Жирные точки на шкале времени – пики глаукофансланцевого метаморфизма в Омане, Калифорнии, Альпах, Японии и других местах [Dobretsov et al., 1987].

Регулярная повторяемость таких этапов как в конкретном поясе, так и в целом в аналогичных тектонических швах в разных частях Земли, связаны с моделью пульсационного, периодически повторяющегося усиления тектонической

активности. Вероятно, оно связано с периодическим отрывом мантийных плюмов от границы ядро–мантия, вызывающим периодическое, через 30 млн лет, изменение конвективных движений в астеносфере и ускорение (или перестройку) движения литосферных плит [Добрецов, Кирдяшкин, 1993] (см. ил. 4).

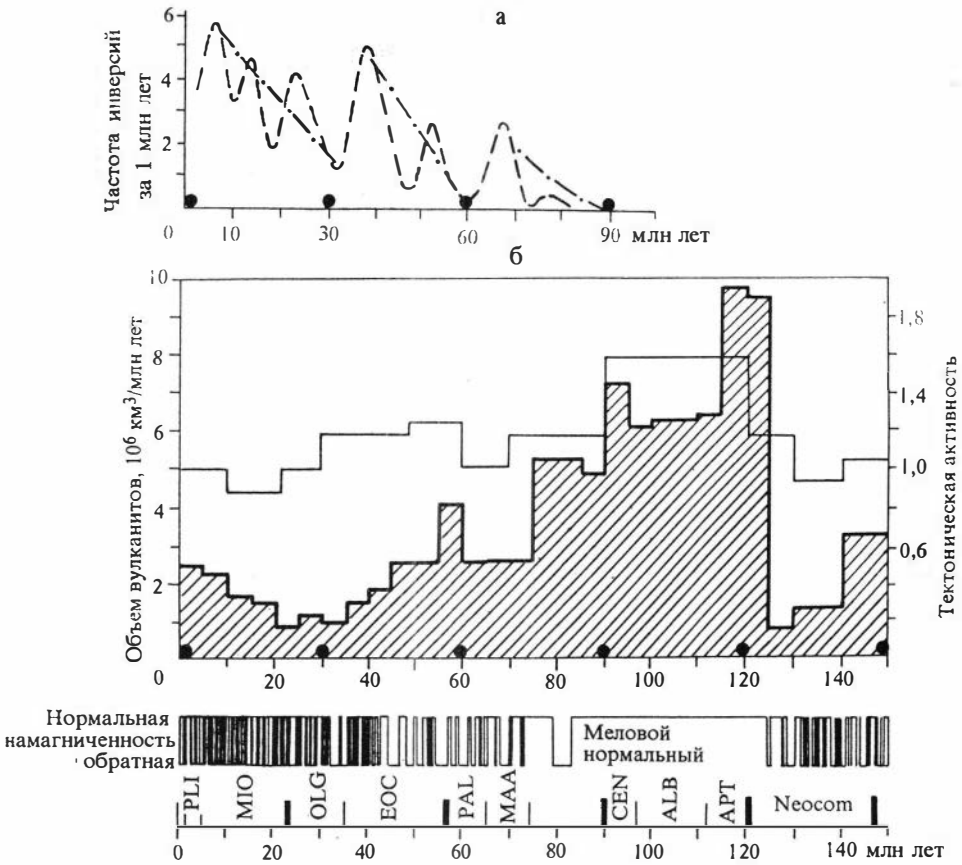


Рис. 5.66. Частота (**а**) и временная шкала (**б**) магнитных инверсий, сопоставленные с интенсивностью мантийного магматизма (в океанических плато, "горячих точках" и континентальных платобазальтах). По данным [Mazaud, Laj, 1991; Larson, Olson, 1991; Зоненшайн, Кузьмин, 1993б; с дополнениями авторов].
Точки на рис. **а** и **б** соответствуют пикам эклогит-глаукофанового метаморфизма. Каждая ступенька на заштрихованной гистограмме (**б**) – объем океанической коры, сформированной в течение 5 млн лет, тонкая линия показывает изменение тектонической активности.

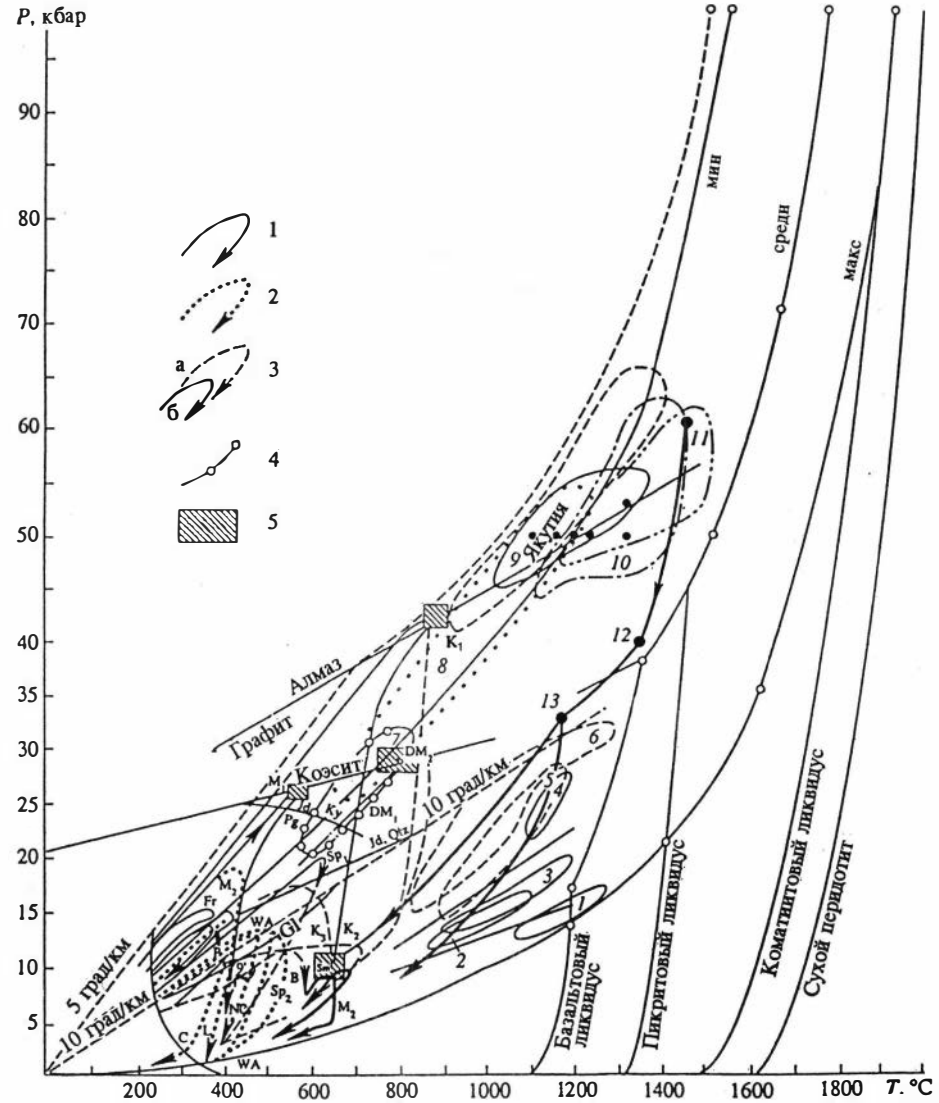
В последние годы обнаружены новые удивительные корреляции глобальных геологических событий [Добрецов, 1988, 1994б; Larson, Olson, 1991; Rampino, Caldeira, 1993], которые позволяют сделать вывод, что первопричиной всех периодических эндогенных явлений, коррелирующих с глобальными изменениями клима-

та, действительно, может быть пульсационное отделение от границы ядро–мантия порций мантийных плюмов. На рис. 5.66 показана корреляция периодического изменения частоты магнитных инверсий магнитного поля Земли, вызываемого периодическим изменением структуры течений во внешнем жидком ядре, и периодического изменения интенсивности мантийного вулканизма в "горячих точках" и "горячих полях" Земли, вызываемого поднимающимися мантийными плюмами [Mazaud, Laj, 1991; Larson, Olson, 1991]. Наиболее известен меловой "мегахрон", когда в интервале 124–84 млн лет не было вообще инверсий магнитного поля, чему соответствует общий максимум мантийного магматизма; все это коррелируется с меловым длительным периодом теплого климата на Земле. На фоне общей кривой изменения интенсивности мантийного магматизма (см. рис. 5.66б) отмечаются локальные максимумы около 120, 90 и 60 млн лет, и максимум, близкий к современной эпохе; максимум около 30 млн лет отсутствует, но он хорошо выражен на других аналогичных графиках.

Такие корреляции не случайны и могут быть непротиворечиво объяснены следующей схемой. Интенсивность течений и тепломассопереноса в жидком ядре не компенсируется медленными течениями в нижней мантии. В результате внешнее ядро "перегревается", в нем повышается неустойчивость течений и частота магнитных инверсий. Но как только отрывается крупный мантийный плюм от границы ядро–мантия, он уносит избыток тепла, внешнее ядро охлаждается, устанавливаются более стабильные течения и частота магнитных инверсий снижается либо они вовсе исчезают, как в мелу и перми. Отрыв крупных плюмов (или группы плюмов) происходит (или усиливается) периодически через 30 млн лет (подобно периодической "капельнице") на фоне периодичности 300–200 лет (см. выше). Поднимающиеся мантийные плюмы в периоды их максимальной интенсивности, сопровождаемой интенсивным мантийным магматизмом, перестраивают астеносферные течения, что, в свою очередь, вызывает периодические изменения скорости и (или) направления движения литосферных плит. Это приводит к ускорению субдукционно-аккреционных процессов на конвергентных границах плит, что объясняет периодичные максимумы возрастов глаукофановых сланцев, островодужного вулканизма и оруденения [Кривцов, Мигачев, 1986; Добрецов, 1994б]. В свою очередь, изменение рельефа в океанах и на континентах приводит к коррелирующимся процессам трансгрессий–регрессий и изменению течений в гидроатмосфере, вызывающих климатические изменения.

Рис. 5.67. Сводная диаграмма *P-T*–условий регионального метаморфизма и кристаллизации мантийных пород (составлена Н.Л. Добрецовым):

1 – кривые эволюции метаморфизма францисканского типа (Fr – Францискан, P – Пенжина, Sp_1, Sp_2 – Шпицберген); 2 – кривые эволюции метаморфизма альпийского типа (WA – Западные Альпы, B – Борус, Западные Саяны; C – Корсика, L – Лигурия, NC – Новая Каледония), подробнее о кривых 1 и 2 см. рис. 5.51; 3 – кривые эволюции: а – полиметаморфических поясов (типа пояса Самбогава в Японии), б – метаморфизма орогенических поясов; 4 – кривые распределения температур по модели двухслойной конвекции в мантии в нисходящем потоке (мин), среднее (средн) и восходящем потоке (макс) [Добрецов, Кир-



дяшкин, 1993]; 5 – области *P-T*–условий характерных комплексов (Sm – Самбогава, M_1, M_2 – Максютовский, DM_1, DM_2 – Дора-Майра, K_1, K_2, K_3 – Кокчетавский).

Овалы с цифрами – поля *P-T*– условий мантийных ксенолитов: 1-6 – Байкальского рифта, 7-9 – шпинелевых, переходных и алмазоносных пород Якутии, 10 – Южной Африки (по данным автора [Соболев и др., 1984, Похиленко и др., 1993]). ***Линии с цифрами***: 11-13 – вероятная эволюция мантийных пород с псевдоморфозами алмазов массивов Ронда и Бени-Бушера [Davies et al., 1993]. Показаны также линии устойчивости минералов: алмаза, коэсита, жадеита (Jd), кианита (Ky), парагонита (Pg), жадеита и кварца (Jd, Qtz), Gl – глаукофан и линии ликвидуса.

Влияние эндогенных процессов, обусловленных периодическими мантийными шлюмами, на глобальные изменения [Добрецов, 1994б] выражается через периодические вспышки катастрофического вулканизма как в океанах, так и в островных дугах, а также периодические изменения движения ансамбля литосферных плит и рельефа в океане и на суше, что в свою очередь ведет к изменению системы течений в гидроатмосфере и к изменениям климата с периодами в 30–34 млн лет. Более короткопериодные изменения связаны с космическими причинами, прежде всего циклами Миланковича, хотя взаимодействие эндогенных и космических факторов сказывается на всех уровнях [Schwarzacher, 1992].

В заключение мы попытаемся суммировать все кривые разнотипного магматизма и метаморфизма на *P-T*–диаграмме и сопоставить их (рис. 5.67) с *P-T*–кривыми, характерными для опускного (в зонах субдукции) и подъемного (в СОХ и задуговых ячейках) течений в астеносфере. Эти теоретические кривые рассчитаны для модели двухслойной конвекции в мантии [Добрецов, Кирдяшкин, 1993], обсуждены в гл. 4, и как видно из рис. 5.67, хорошо совпадают с предельными эмпирическими кривыми эволюции *P-T*–условий в метаморфических поясах и зонах мантии.

P-T–кривая нисходящих течений совпадает с линией "холодной субдукции" (см. рис. 5.51, 3б) и многими кривыми прогрессивной стадии метаморфизма в эклогит-глаукофансланцевых комплексах, включая Максютовский комплекс на Южном Урале и Дора-Майра в Альпах, содержащие коэсит, и Кокчетавский комплекс в Северном Казахстане, содержащий микроалмазы. Вдоль этой же нисходящей кривой располагаются оценки *P-T*–параметров образования алмазсодержащих ксенолитов Сибирской платформы. Для ксенолитов из Африки устанавливаются некоторые отличия [Соболев и др., 1984; Добрецов и др., 1989]. Это соответствие подтверждает предположение, высказанное во многих работах, что алмазсодержащие зоны в мантии под платформами представляют собой реликты глубинных частей древних зон субдукции.

P-T–кривая восходящих потоков в мантии близка к кривой 1 на рис. 5.51 и кривым *P-T*–эволюции метаморфизма в СОХ и осевых частях островных дуг, примеры которых были показаны выше. Сюда же попадают оценки *P-T*–параметров образования ксенолитов шпинелевых и пироповых перидотитов из зон подъема шлюмов – на Гавайях, Байкальском рифте и в других регионах [Добрецов, Ащепков, 1991; Ащепков, 1991; Добрецов, Кирдяшкин, 1993].

Между этими крайними кривыми располагаются *P-T*–параметры большинства других случаев регионального метаморфизма, включая метаморфизм в коллизионных зонах. Особый случай, уникальный для коллизионных зон, представляют ультраосновные массивы типа Ронда в Бетских Кордильерах и Бени-Бушера в Марокко. Эволюция этих пород на примере массива Ронда [Davies et al., 1993] также показана на рис. 5.67. Первичные мантийные породы с алмазом образовались в поле, соответствующем алмазоносным перидотитам Африки. Конечные стадии эволюции диапира аналогичны диапировым куполам скандинавского типа.

Диаграмма, представленная на рис. 5.67, характеризует лишь одну сторону многообразия эндогенных процессов – разные случаи эволюции *P-T*–условий. С

ними сочетаются различные геодинамические условия, структурные особенности, сложные истории деформации, различные соотношения магматических и метаморфических процессов, разная длительность процессов и их периодическая повторяемость. Эти обстановки лишь схематично отражены в книге. Хотя набор элементарных процессов в каждом типе коррелируемых событий ограничен, их набор в любом геологическом комплексе неповторим. Это определяет, с одной стороны, необходимость тщательной геологической документации разнообразных процессов в каждом геологическом комплексе. С другой – не менее важны углубленное изучение и моделирование элементарных процессов, что мы и попытались сделать в этой главе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

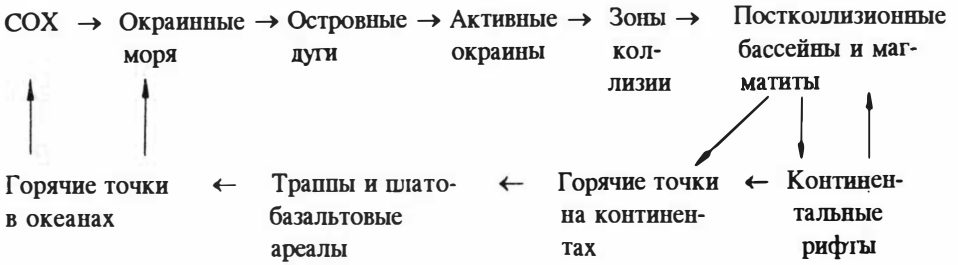
Подводя итог, мы хотели бы отметить главные моменты изложенного, а также сформулировать некоторые нерешенные проблемы.

1. Один из основных методов изучения глубинных процессов внутри Земли – **метод теплофизического моделирования**. Поэтому мы посчитали нужным изложить основы теплофизического моделирования достаточно подробно и как можно понятнее с математической точки зрения, не упрощая при этом физической сути явлений. Основной движущейся силой геодинамических движений является тепловая гравитационная конвекция. Поэтому в гл. 2 изложены основы теории конвективного теплообмена и теория подобия, а в гл. 3 представлены результаты исследований о тепловой и гидродинамической структуре течений в горизонтальном слое. Значительная часть наших исследований тепловых гравитационных течений рассмотрена при решении конкретных геодинамических задач в гл. 4 и 5.

Следует отметить, что обычный уровень исследований в области теплофизики недостаточен применительно к задачам геодинамического моделирования. Количественные оценки свободно-конвективного теплообмена в мантии и ядре Земли указывают на то, что процессы протекают при значениях критерия Рэлея, соответствующих развитой турбулентной конвекции. Поэтому геодинамическое моделирование нуждается в изучении нестационарных свободно-конвективных и развитых турбулентных течений. Особенно большой класс нерешенных теплофизических задач выявляется при моделировании тепловых плюмов, магматических очагов и горячих точек: это задачи о тепловых гравитационных течениях в условиях фазовых переходов на границе жидкость – кристаллическое тело при локальном источнике тепла. Поэтому первые наши исследования выявили лишь общую структуру конвективных течений и особенности устойчивости границы фазового перехода.

Учитывая то, что геодинамические процессы зачастую протекают в многофазных средах, можно представить, насколько большой класс задач нужно решать при моделировании геодинамических процессов. Уже сейчас можно сказать, что вследствие геодинамического моделирования появятся совершенно новые постановки теплофизических задач.

2. **С геологической точки зрения** мы попытались выяснить механизмы процессов и предложить некоторые модели всех важнейших активных зон и очагов Земли. Их поверхностное выражение описывается следующими двумя независимыми рядами:



Верхний ряд обусловлен взаимодействием астеносферы и литосферных плит, а также плит между собой. Он может быть описан моделью конвекции в астеносферном слое, не связанной (напрямую) с нижней мантией. Модель включает в себя: восходящие потоки под СОХ и окраинными морями; нисходящие потоки в зонах субдукции под островными дугами и активными окраинами; "непотопляемость" континентальной коры и литосферы, испытывающей утолщение в зонах коллизии и утонение в зонах бассейнов и рифтов. Все основные параметры (мощность литосферы и астеносферы, магматизм, метаморфизм, тектоника и рудообразование) закономерно меняются в этом ряду.

Нижний ряд обусловлен воздействием мантийных плюмов (локальных струй) на астеносферу и литосферу. "Первичные" плюмы поднимаются от границы ядра и мантии и имеют тепловую или комбинированную тепловую и химическую природу. "Вторичные" плюмы рождаются под воздействием "первичных" в промежуточном слое *C* верхней мантии или над зоной субдукции. Нижний ряд достаточно независим от верхнего и может наложиться на любую структуру верхнего ряда, но главное взаимодействие осуществляется на краях этих рядов: нижнемантийные плюмы (типа Исландского) могут накладываться на СОХ и окраинные моря; постколлизионные бассейны и магматиты связаны с континентальными рифтами и горячими точками.

В современном состоянии внутри Земли нижняя мантия активно взаимодействует (и обменивается веществом?) с внешним жидким ядром. С верхней мантией взаимодействие ограниченное: часть вещества нижней мантии проникает с плюмами в верхнюю; конвективные ячейки в верхней мантии отражают (частично или полностью) структуру конвективных ячеек в нижней мантии. Конвекция в астеносфере и вторичные плюмы обусловливают интенсивный тепломассообмен и механическое взаимодействие астеносферы и литосферы. Конечным продуктом взаимодействия является образование легкой (непотопляемой) континентальной коры и "истощение" верхней мантии, которая лишь частично может быть регенерирована под воздействием нижнемантийных плюмов.

Для проверки и развития теплофизических и геологических следствий необходимо учесть еще два аспекта: геоисторический и сравнительно-планетологический. В настоящем изложении они были затронуты лишь частично. В геоисторическом плане важнейшим вопросом является неоднократное "собирание" материков в суперконтиненты (Пангеи) и их раскол и раздвижение. Последняя Пангея существовала в перми (200–250 млн лет назад) [Зоненшайн, Кузьмин, 1993а], предыдущая

раскололась 750 (или 950?) млн лет назад [Condie, Rosen, 1994]; будущая Пангея, по оценкам, может собраться через 250 млн лет [Maruyama, 1994]. Возможно, еще одна Пангея возникла 1650–1700 млн лет назад и частично (или полностью?) раскололась 1450–1100 млн лет назад [Duncan, Turcott, 1994]. Каковы причины раскола и собирания суперконтинентов? Является ли периодичность "от Пангеи до Пангеи" около 500 млн лет кажущейся или действительной? Имеет ли она связь с периодом конвекции в нижней мантии длительностью (по нашим оценкам) около 500 млн лет? Когда начались процессы раскола и движения крупных литосферных плит ("тектоника плит")? Каковы причины главной периодичности на Земле с периодом около 30 млн лет? На эти вопросы даны лишь некоторые предварительные ответы, например в работах [Добрецов, 1981, 1994а,б; Добрецов, Кирдяшкин, 1991, 1993; Duncan, Turcott, 1994; Maruyama, 1994].

Еще более неопределенной является геодинамика Земли древнее 1,7–2,0 млрд лет. В ее истории важным рубежом признается граница архея, около 2,6 млрд лет. Архейская стадия называется нуклеарной [Добрецов, 1980; Богатиков и др., 1987]. Предполагается, что в это время возникли первые крупные блоки, или микроплиты с достаточно мощной (≥ 30 км) континентальной корой. Частое взаимодействие микроплит с краткими, но частыми импульсами субдукции могло обусловить появление зеленокаменных поясов с коматиитами, которые объединяют многие признаки современных "примитивных" островных дуг (типа Марианской) и окраинных морей.

Более ранняя, догеологическая история (древнее 3,9–4,0 млрд лет) на Земле практически не сохранила следов. Предполагается, что это обусловлено интенсивной метеоритной бомбардировкой ранней Земли и образованием "магматического океана" на глубину большей части верхней мантии (400–600 км), который остыл и раскристаллизовался к рубежу около 4,0–4,1 млрд лет.

Эта стадия имеет возможную аналогию с геологической историей Луны в период 4,6–4,0 млрд лет. Наоборот, будущее Земли, возможно, удастся прочитать по нынешнему состоянию Венеры [Herrick, 1994]. Здесь после образования мощной коры, покрывшей большую часть Венеры, и истощения верхней мантии тектоника плит почти прекратилась, широко проявлена только "тектоника горячих полей" (по определению Л.П. Зоненшайна и М.И. Кузьмина, 1993б] или "тектоника плюмов" [Maruyama, 1994]. Во всяком случае, уникальность или универсальность разных процессов на Земле можно понять только из сравнительной планетологии (или в целом космологии).

Таким образом, перед всеми исследователями, интересующимися геодинамикой, геофизикой, геохимией, лежит огромное поле деятельности, где можно ожидать удивительных открытий уже в ближайшее время.

Айзек Б., Оливер Дж., Сайкс Л. Сейсмология и новая глобальная тектоника. М.: Мир, 1974. С. 133-179.

Альмухамедов А.И., Кашинцев Г.Л., Матвеенков В.В. Эволюция базальтового вулканизма Красноморского региона. Новосибирск: Наука, 1985. 192 с.

Аплонов С.В. Геодинамика раннемезозойского Обского палеоокеана. М.: ИО АН СССР, 1987. 98 с.

Артюшков Е.В. Геодинамика. М.: Наука, 1979. 279 с.

Артюшков Е.В. Физическая тектоника. М.: Наука, 1993. 450 с.

Афанасьев С.Л. Изотопная геохронологическая шкала венда-фанерозоя // Геология и геофизика. 1993. Т. 34, N 3. С. 3-9.

Ащепков И.В. Глубинные ксенолиты Байкальского рифта. Новосибирск: Наука, 1991. 160 с.

Балла З., Добрецов Н.Л. Минералогия и петрология магматических пород офиолитового комплекса района Сарвашке (горы Бюкк, Венгрия) // Геология и геофизика, 1984. N 9. С. 11-26.

Баум Б.А. Металлические жидкости – проблемы и гипотезы. М.: Наука, 1979. 120 с.

Беличенко В.Г., Скляров Е.В., Добрецов Н.Л., Томуртогоо Т. Геодинамическая карта Палеоазиатского океана. Восточный сегмент // Геология и геофизика, 1994. Т. 35, N 7-8. С. 29-40.

Бен Аврахам З., Нур А., Джонс Д., Кокс А. Континентальная аккреция: от океанических плато к аллохтонным массивам // Современные проблемы геодинамики. М.: Мир, 1984. С. 101-121.

Бердников В.С., Кирдяшкин А.Г. Структура свободно-конвективных течений в горизонтальном слое жидкости при различных граничных условиях // Структура пристенного пограничного слоя. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1978. С. 5-48.

Бердников В.С., Малышев В.Н., Марков В.А. Экспериментальные исследования влияния относительных размеров горизонтального слоя жидкости на некоторые характеристики термогравитационной конвекции // Процессы переноса в вынужденных и свободно-конвективных течениях. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1987. С. 50-71.

Берзин Н.А., Колман Р.Г., Добрецов Н.Л. и др. Геодинамическая карта западной части Палеоазиатского океана // Геология и геофизика, 1994. Т. 35, N 7-8. С. 8-28.

Берк К., Уилсон Дж. Горячие точки на поверхности Земли // Успехи физ. наук. 1977. Т. 123, вып. 4. С. 615-623.

Билибин Ю.А. Металлогенические провинции и металлогенические эпохи. М.: Госгеолтехиздат, 1955. 87 с.

Бирих Р.В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости. ПМТФ. 1968. N 3. С. 69-72.

Блейк М.К., Джонс Д.Д. Происхождение францисканского меланжа Северной Калифорнии // Геотектоника. 1974. N 6. С. 15-28.

Богатиков О.В., Богданова С.В., Борсук А.М. и др. Магматические горные породы. Эволюция магматизма в истории Земли. М.: Наука, 1987. 440 с.

Богданов Н.А., Добрецов Н.Л., Книппер А.Л. Офиолиты и геологическое строение Восточного Омана // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1991. N 9. С. 3-32.

Бортников Н.С., Федоров Д.Т., Муравьев К.Г. Минеральный состав и условия образования сульфидных построек бассейна Лау (юго-западная часть Тихого океана) // Геология руд. месторождений. 1993. Т. 35, N 6. С. 528-544.

Борукаев Ч.Б., Натальин Б.А. Аккреционная тектоника юга росссийского Дальнего Востока // Геология и геофизика. 1994. Т. 35, N 7-8. С. 89-94.

Ботт М. Внутреннее строение Земли. М.:Мир, 1974. 373 с.

Бриджмен П. Физика высоких давлений. М.; Л.: ОНТИ, 1935. 400 с.

Вайн Ф., Метьюз Д. Магнитные аномалии над океаническими хребтами // Новая глобальная тектоника. М.: Мир, 1974. С. 32-38.

Вализер П.М., Ленных В.И. Амфиболы голубых сланцев Урала. М.: Наука, 1980. 211 с.

Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

Витязев А.В., Печерников Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы: Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. 296 с.

Высоцкий С.В. Офиолитовые ассоциации островодужных систем Тихого океана. Владивосток, 1989. 196 с.

Геология дна Филиппинского моря. М.: Наука, 1980. 290 с.

Геология и петрология зон глубоководных желобов запада Тихого океана. М.: Наука, 1991. 261 с.

Гершунин П.З., Жуховицкий Е.М., Мызников В.М. Устойчивость плоскопараллельного конвективного течения жидкостей в горизонтальном слое // ПМТФ. 1974. N 5. С. 145-187.

Гидротермальные системы и осадочные формации срединно-океанических хребтов / А.П. Лисицин, Ю.А. Богданов и др. М.: Наука, 1993. 256 с.

Голицын Г.С. Исследование конвекции с геофизическими приложениями и аналогиями. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 55 с.

Джалурия Н. Естественная конвекция. М.: Мир, 1983. 399 с.

Добрецов Г.Л. Варисцийский гранитоидный магматизм Казахстана (геология, формации, генетические модели). Л.: Недра, 1985. 252 с.

Добрецов Н.Л. Глаукофансланцевые и эклогит-глаукофансланцевые комплексы СССР. Новосибирск: Наука, 1974. 436 с.

Добрецов Н.Л. Введение в глобальную петрологию. Новосибирск: Наука, 1980. 200 с.

Добрецов Н.Л. Глобальные петрологические процессы. М.: Недра, 1981. 236 с.

Добрецов Н.Л. Правильная периодичность образования глаукофановых сланцев как показатель периодичности геологических процессов // Докл. АН СССР. 1988. Т. 300. С. 427-431.

Добрецов Н.Л. Геологические факторы глобальных изменений и периодичность геологических процессов // Геология и геофизика. 1994а. Т. 35, N 3. С. 3-21.

Добрецов Н.Л. Периодичность геологических процессов и глубинная геодинамика // Геология и геофизика. 1994б. N 5. С. 3-19.

Добрецов Н.Л. Проблемы тектоники и метаморфизма // Петрология. 1995. Т. 3, N 1. С. 5-25.

Добрецов Н.Л., Ащепков И.В. Эволюция верхней мантии Байкальской рифтовой зоны // Геология и геофизика. 1991. N 1. С. 3-16.

Добрецов Н.Л., Богданов Н.А., Зоненшайн Л.П., Сборщиков И.М. Разрез океанической коры трога Кинг (Центральная Атлантика) // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1991. N 8. С. 141-146.

Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Динамика зон субдукции: Модели формирования аккреционного клина и подъема глаукофановых сланцев и эклогитов // Геология и геофизика. 1991. N 3. С. 4-20.

Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Применение двухслойной конвекции к структурным особенностям и геодинамики Земли // Геология и геофизика. 1993. N 1. С. 3-26.

Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Гладков Н.Н. Проблемы глубинной геодинамики и моделирование мантийных плюмов // Геология и геофизика. 1993. N 12. С. 5-21.

Добрецов Н.Л., Колобов В.Ю., Симонов В.А. Формирование океанической литосферы в медленно-спрединговых хребтах Центральной Атлантики // Петрология. 1994. Т. 2, N 4. С. 363-369.

Добрецов Н.Л., Меламед В.Г., Шарапов В.Н. Динамика регионального метаморфизма для модели простого погружения коры океанического типа // Геология и геофизика. 1970. N 10. С. 14-20.

Добрецов Н.Л., Соболев В.С., Соболев Н.В., Хлестов В.В. Фации регионального метаморфизма высоких давлений. М.: Недра, 1974. 328 с.

Добрецов Н.Л., Соболев Н.В., Шацкий В.С. Эклогиты и глаукофановые сланцы в складчатых областях. Новосибирск: Наука, 1989. 235 с.

Добрецов Н.Л., Чупин В.П. Генезис гранитоидов и формирование континентальной коры // Гранитоиды складчатых областей. Спб.: ВСЕГЕИ, 1993. С. 7-26.

Дучков А.Д., Соколова Л.С. Геотермические исследования в Сибири. Новосибирск: Наука, 1974. 280 с.

Ершова Т.П., Фрадкова Н.Д., Литвин Ю.А. Построение T-P-N–диаграммы плавкости системы Mn-Ni при давлении до 100 кбар // Изв. АН СССР. Металлы. 1981. Т. 5. С. 192-197.

Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.:Наука, 1983. 415 с.

Зайков В.В., Зайкова Е.В. Минерагения и металлоносные отложения океанических рифтов. Миасс: Ин-т минералогии УРО РАН, 1994. 118 с.

Зоненшайн Л.П., Городницкий А.М. Палеозойские и мезозойские реконструкции континентов и океанов // Геотектоника. 1978. N 2. С. 3-25.

Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И. Внутриплитовый магматизм и его значение для понимания процессов в мантии Земли // Геотектоника. 1983. N 1. С. 28-45.

Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И. Палеогеодинамика. М.: Наука, 1993а. 192 с.

Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И. Глубинная геодинамика Земли // Геология и геофизика. 1993б. N 4. С. 3-13.

Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И., Богданов Ю.А. и др. Геология хребта Хуан де Фука в районе г. Осевой (Тихий океан) // Тихоокеан. геология. 1989а. N 1. С. 11-23.

Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И., Кононов М.В. Абсолютные реконструкции положения материков в палеозое и раннем мезозое // Геотектоника. 1987. N 3. С. 16-27.

Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И., Лисицын А.П. и др. Тектоника рифтовой долины Срединно-Атлантического хребта между районами ТАГ и МАРК (26-24° с.ш.) // Геотектоника. 1989. N 4. С. 99-113.

Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И., Моралев В.М. Глобальная тектоника, магматизм и металлогения. М.: Недра, 1976. 231 с.

Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И., Натапов Л.Н. Тектоника литосферных плит территории СССР. М.: Недра, 1990. Т. 1. 327 с.; Т. 2. 334 с.

Зоненшайн Л.П., Савостин Л.Л. Введение в геодинамику. М.: Недра, 1979. 311 с.

Иванов С.Н. Метаморфизм разрыва континентов // Докл. АН СССР. 1978. Т. 238. С. 908-912.

Изох Э.П. Оценка рудоносности гранитоидных формаций в целях прогнозирования. М.: Недра, 1978. 137 с.

Индосинийский магматизм и геодинамика Южного Памира / А.Г. Владимиров, М.М. Малых, В.И. Дронов и др. Новосибирск: ОИГГМ СО РАН, 1992. 228 с.

История океана Тетис. М.: ИО АН СССР, 1987. 155 с.

История развития Уральского палеоокеана. М.: ИО АН СССР, 1984. 164 с.

Казьмин В.Г. Рифтовые структуры Восточной Африки – раскол континента и зарождение океана. М.: Наука, 1987. 206 с.

Картер У.Е., Робертсон Д.С. Исследования Земли с помощью интерферометрии со сверхдальней базой // В мире науки. 1987. N 1 С. 16-25.

Кеонджян В.Н. Модель химико-плотностной дифференциации мантии Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1980. N 8. С. 3-15.

Кирдяшкин А.Г. Трение и теплообмен при тепловой гравитационной конвекции и в поле центробежных сил: Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск, 1966. 153 с.

Кирдяшкин А.Г. Структура тепловых гравитационных течений у поверхности теплообмена // Модели в механике сплошных сред. Новосибирск, 1979. С. 69-90.

Кирдяшкин А.Г. Термокапиллярные периодические течения. Новосибирск, 1985. 35 с. (Препр. / ИГиГ СО АН СССР; N 8).

Кирдяшкин А.Г. Тепловые гравитационные течения и теплообмен в астеносфере. Новосибирск: Наука, 1989. 81 с.

Кирдяшкин А.Г., Гладков Н.Н., Шарапов В.Н. Моделирование динамики магмообразования над локальным источником тепла // Геология и геофизика. 1987. N 1. С. 64-67.

Кирдяшкин А.Г., Добрецов Н.Л. Моделирование двухслойной мантийной конвекции // Докл. АН СССР. 1991. Т. 318. С. 946-949.

Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А., Долгов В.Ю. Экспериментальное моделирование нестационарных конвективных течений в нижней мантии Земли // Докл. РАН. 1994. Т. 338, N 3. С. 394-396.

Кирдяшкин А.Г., Леонтьев А.И., Мухина Н.В. Устойчивость ламинарного течения жидкости в вертикальных слоях при естественной конвекции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. N 5. С. 170-174.

Кирдяшкин А.Г., Мухина Н.В. Свободная конвекция в наклонных слоях жидкости и при ступенчатом изменении температуры поверхностей теплообмена // ПМТФ. 1971. N 6. С. 115-121.

Кирдяшкин А.Г., Полежаев Ф.Н., Федюшкин А.И. Тепловая конвекция в горизонтальном слое при боковом подводе тепла // ПМТФ. 1983. N 6. С. 122-128.

Кирдяшкин А.Г., Федоров И.Н., Чепуров А.И., Борздов Ю.М. Массоперенос углерода в процессе перекристаллизации алмаза // Сверхтвердые материалы. 1986. Т. 42, N 3. С. 23-29.

Книппер А.Л., Добрецов Н.Л., Богданов Н.А. Офиолиты и пироповые перидотиты Бетских Кордильер // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1992. N 12. С. 8-24.

Кокс А., Харт Р. Тектоника плит. М.: Мир, 1989. 427 с.

Колман Р.Г. Офиолиты. М.: Мир, 1979. 262 с.

Колман Р.Г. Магматический комплекс Тихама Асир: Офиолиты пассивных континентальных окраин // 27 Международ. геол. конгр. Т. 9. Петрология. М.: Наука, 1984. С. 104-112.

Кононов М.В. Тектоника плит северо-запада Тихого океана. М.: Наука, 1989. 169 с.

Кориковский С.П. Контрастные типы метаморфизма в орогенических поясах // Петрология. 1995. Т. 3, N 1. С. 26-42.

Кривцов А.И., Мигачев И.Ф., Попов В.С. Медно-порфировые месторождения мира. М.: Недра, 1986. 238 с.

Кропоткин П.Н., Ефремов В.Н., Макеев В.М. Напряженное состояние земной коры и геодинамика // Геотектоника. 1987. N 1. С. 3-24.

Крылов С.В. Комплексирование методов сейсмических взрывов и землетрясений для исследования глубинной структуры Байкальского рифта // Региональные комплексные исследования земной коры и верхней мантии. М.: Радио и связь, 1984. С. 80-87.

Кузнецов В.В. Физика Земли и Солнечной системы: Модели образования и эволюции. Изд. 2-е перераб. и доп. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1990. 215 с.

Кузьмин М.И. Геохимия магматических пород фанерозойских подвижных поясов. Новосибирск: Наука, 1985. 200 с.

Кусков О.Л., Парфенов А.Б. Термодинамическая модель пиролитовой мантии Земли на основе фазовой диаграммы FeO-MgO-SiO_2. // Геохимия. 1992. N 12. С. 1779-1789.

Кутателадзе С.С., Кирдяшкин А.Г., Бердников В.С. Поле скорости в конвективной ячейке горизонтального слоя жидкости при тепловой гравитационной конвекции // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1974. Т. 10, N 2. С. 137-145.

Кутателадзе С.С., Боришанский В.М. Справочник по теплопередаче. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1959. 414 с.

Лебеде В.И., Халилов В.А., Каргополов С.А. и др. U-Pb возраст высокотемпературного метаморфизма и ультраметамофизма Сангилена (Юго-Восточная Тува) // Докл. АН СССР. 1991. Т. 320, N 3. С. 682-686.

Ле Пишон К., Франшто Ж., Бонин Э. Тектоника плит. М.: Мир, 1977. 287 с.

Леонтьев А.Н., Кирдяшкин А.Г. Теплообмен при свободной конвекции в горизонтальных щелях и большом объеме горизонтальной поверхности // Инж. физ. журн. 1965. Т. 9, N 1. С. 9-14.

Лепезин Г.Г Метаморфические комплексы Алтае-Саянской области. Новосибирск: Наука, 1978. 229 с.

Летников Ф.А. Образованне алмазов в глубинных тектонических зонах // Докл. АН СССР. 1983. Т. 71, N 2. С. 433-435.

Лисицын А.П· Процессы океанской седиментации. М.: Наука, 1978. 392 с.

Лисицын А.П. Процессы терригенной седиментации в морях и океанах. М.: Наука, 1991. 271 с.

Литвиновский Б.А., Добрецов Н.Л. Эволюция геодинамических режимов магмообразования как ведущий фактор эволюции гранитоидных магм // Граннтоиды складчатых областей. Спб.: ВСЕГЕИ, 1993. С. 49-61.

Литвиновский Б.А., Занвилевич А.Н., Уикхем С.М. Ангаро-Витимский батолит, Забайкалье: строение, петрология, модель формирования // Геология и геофизика. 1994. Т. 35, N 7-8. С. 217-234.

Лобковский Л.И· Геодинамика зон спрединга, субдукции и двухъярусная тектоника плит. М.: Наука, 1988. 252 с.

Любимова Е.М., Любшиц В.М., Никитина В.Н. Об интерпретации аномалий теплового потока в осевых зонах срединно-океанических хребтов // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 11-21.

Маракушев А.А. Петрология метаморфических пород. М.: Изд-во МГУ, 1973. 357 с.

Михеев М.А. Основы теплопередачи. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1947. 415 с.

Монин А.С. История Земли. Л.: Наука, 1977. 228 с.

Монин А.С., Сорохтин О.Г. Эволюция Земли при объемной дифференциации ее недр // Докл. АН СССР. 1982. Т. 263, N 3. С. 572-575.

Натальин Б.А. Мезозойская аккреционная и коллизионная тектоника на юге Дальнего Востока // Тихоокеан. геология. 1991. N 5. С. 3-23.

Океанология. Геофизика океана. Т. 2: Геодинамика. М.: Наука, 1979. 416 с.

Парфенов Л.М. Континентальные окраины и островные дуги мезозоид северо-востока Азии. Новосибирск: Наука, 1984. 189 с.

Перчук Л.Л·, Аранович Л.Я. Режим метаморфизма "погребения" // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1979. N 11. С. 57-70.

Похиленко Н.П., Соболев Н.В., Бойд Ф.Р. и др. Мегакристаллические пироповые перидотиты в литосфере Сибирской платформы: минералогия, геохимические особенности и проблема происхождени // Геология и геофизика. 1993. N 1. С. 71-84.

Радиоактивные элементы и генерация радиогенного тепла в структурно- вещественных комплексах Алтае-Саянской области // Ю.М. Пузанков, А.Д. Дучков, С.В. Мельгунов, А.Д. Ножкин. Новосибирск, 1989. 158 с.

Ревердатто В., Шеплев В.С., Полянский О.П. Метаморфизм погружения и эволюция рифтовых впадин: Модельное приближение // Петрология. 1995. Т. 3, N 1. С. 35-48.

Риффо К., Ле Пишон К. Экспедиция FAMOUS. Л.: Гидрометеоиздат. 1979. 222 с.

Симонов В.А., Добрецов Н.Л., Буслов М.М. Бонинитовые серии в структурах Палеоазиатского океана // Геология и геофизика. 1994. N 7-8. С. 182-200.

Скиннер Э.М., Клемент К.Р., Герни Д.Д. и др. Пространственное распределение и структурная позиция кимберлитов Южной Африки // Геология и геофизика. 1992. N 10. С. 33-40.

Слезкин Н.А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М.: Гостехтеориздат, 1955. 520 с.

Соболев В.С., Соболев А.В. Состав глубинных пироксенов и проблемы "эклогитового барьера" // Геология и геофизика. 1977. N 12. С. 46-59.

Соболев Н.В. Глубинные включения в кимберлитах и проблема состава верхней мантии. Новосибирск: Наука, 1974. 263 с.

Соболев Н.В., Похиленко Н.П., Ефимова Э.С. Ксенолиты алмазоносных пироповых перидотитов в кимберлитах и проблема происхождения алмазов // Геология и геофизика. 1984. N 12. С. 63-80.

Соболев Н.В., Чепуров А.И., Малиновский И.Ю. Некоторые вопросы экспериментального исследования кристаллизации алмаза // Экспериментальные исследования кристаллизации алмаза в металлических системах. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1983. С. 3-22.

Соболев С.В. Гравитационный эффект и эволюция каналов пониженной вязкости в мантии // Докл. АН СССР. 1979. Т. 246. С. 1070-1074.

Сомин М.Л., Мильян Г. Геология метаморфических комплексов Кубы. М.: Наука, 1981. 174 с.

Сорохтин О.Г. Глобальная эволюция Земли. М.: Наука, 1974. 182 с.

Сорохтин О.Г., Ушаков Г.Д. Глобальная эволюция Земли. М.: Изд-во МГУ, 1991. 466 с.

Сурков В.С., Трофимук А.А., Жеро О.Г. Триасовая рифтовая система Западно-Сибирской плиты и ее влияние на структуру и нефтеносность мезо-кайнозойского чехла // Геология и геофизика. 1982. N 8. С. 3-15.

Таусон Л.В., Кузьмин М.И. Геохимические особенности и металлогения гранитоидов, формирующихся в различных геодинамических обстановках // Геодинамика и полезные ископаемые. М.: ГКНТ, 1976. С. 21-23.

Тектоносфера Земли / М.В. Муратов, В.В. Белоусов, Г.И. Рейснер и др. М.: Наука, 1978. 531 с.

Тейлор С. Геохимия андезитов // Распространенность элементов в земной коре. М.: Мир, 1972. С. 178-182.

Температура, криолитозона и радиогенная теплогенерация в земной коре Северной Азии / А.Д. Дучков, В.Т. Балобаев, Б.В. Володько и др. Новосибирск: Изд. ОИГГМ СО РАН, 1994. 143 с.

Теркотт Д., Шуберт Дж. Геодинамика. М.: Мир, 1985. 730 с.

Трубицын В.П., Николайчик В.В. Режимы тепловой конвекции // Изв. РАН. Физика Земли. 1991. N 6. С. 3-12

Трубицын В.П., Харыбин Е.В. Геодинамическая модель дифференциации мантийного вещества в глубинах Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1988. N 4. С. 83-89.

Уайз Д. Эволюция континентальных окраин, относительной высоты состояния континентов и объема континентов и океанов // Геология континентальных окраин. Т. 1. М.: Мир, 1978. С. 51-67.

Уилсон Дж. Новый класс разломов и их отношение к континентальному дрейфу // Новая глобальная тектоника. М.: Мир, 1974. С. 58-67.

Унксов В.А. Тектоника плит. Л.: Недра, 1981. 288 с.

Федотов С.А. О подъеме основных масс в земной коре и механизме трещинных базальтовых извержений // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1976. N 10. С. 5-23.

Фриденгер, П.Дж., Ревердатто, В.В., Полянский О.П. Моделирование рифтовых структур // Геология и геофизика. 1991. N 9. С. 1-90.

Хаин В.Е. Тектоника плит: Анализ современного состояния // Вестн. МГУ. Сер. 4. Геология. 1994. N 1. С. 3-10.

Хаин Е.В. Гранито-гнейсовые купола и ультрабазит-базитовые интрузии в зонах субдукции офиолитов // Геотектоника. 1989. N 5. С. 38-51.

Хатчинсон Д.Р., Гольмшток А.Д., Зоненшайн Л.П. и др. Предварительные результаты многоканального сейсмического зондирования на оз. Байкал в 1989 г. // Геология и геофизика. 1994. Т. 34, N 10-11. С. 19-27.

Шадлун Т.Н., Бортников Н.С., Богданов Ю.А. и др. Минеральный состав, текстуры и условия образования современных сульфидных руд в рифтовой зоне бассейна Магнус // Геология руд. месторождений. 1992. Т. 34, N 5. С. 3-22.

Шарапов В.Н. Развитие эндогенных флюидных рудообразующих систем. Новосибирск: Наука, 1992. 138 с.

Шарапов В.Н. Феноменологическое описание магматических фаций и структурно-динамических систем // Геология и геофизика. 1994. Т. 35, N 9. С. 3-20.

Шарапов В.Н., Калинин А.С., Васильев Э.Н. Модель плавления пород земной коры при наличии неоднородного конвективного теплового потока // Геология и геофизика. 1977. N 2. С. 3-10.

Швец М.Е. О решении одной задачи для уравнения параболического типа // Прикл. математика и механика. 1954. Т. 18, вып. 2. С. 243-244.

Шенгер А.М.Дж., Натальин Б.А., Буртман В.С. Тектоническая эволюция алтаид // Геология и геофизика. 1994. Т. 35, N 7-8. С. 41-58.

Шеплев В.С., Ревердатто В.В. Исследование модели рифтогенеза // Докл. РАН. 1994. Т. 334, N 1. С. 343-348.

Шкодзинский В.С. Проблемы физико-химической петрологии и генезиса мигматитов. Новосибирск: Наука, 1976. 226 с.

Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.

Akimoto S., Fujisawa H. Demonstration of the electrical conductivity jump produced by the olivine-spinel transition // J. Geoph. Res. 1965. V. 70. P. 443-449.

Allegre C.J. Chemical geodynamics // Tectonophysics. 1982. V. 81. P. 109-132.

Allegre C.J., Hamelin B., Provosti A., Dupre B. Topology in isotopic multispace and origin of mantle chemical heterogeneties // Earth and Planet. Sci. Lett. 1986 V. 8. P. 319-337.

Anderson D.L. The sublithospheric mantle as the sourse of continental flood basalts // Earth and Planet. Sci. Lett. 1994. V. 123. P. 269-280.

Anderson T.B., Jamtveit B., Dewey J.F., Swenson E. Subduction and eduction of continental crust: Major mechanisms during continent-continent collision and orogenic extentional collapse, a model based on the south Norwegian Caledonides // Tera Nova. 1991. V. 3. P. 303-310.

Aubry M.P. Sequence stratigraphy: global eustasy or tectonic imprint? // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 6641-6679.

Avigad D. Exhumation of coesite-bearing rocks in the Dora Maira massif (West Alps, Italy) // Geology. 1992. V. 20. P. 947-950.

Batchelor G. An introduction to fluid dynamic // Cambridge University Press, 1967. 615 p.

Benard H. Les tourbillions cellulaires dans une nappe liquide transportant de la chaleur par convection en regime permanent // Annales de chimie et de physique. 1901. V. 23. P. 62-144.

Bercovici D., Schubert G., Glatzvair G.R. Three-dimensional spherical models of convection in the Earth's mantle // Science. 1989. V. 244. P. 950-955.

Berzin N.A., Dobretsov N.L. Geodynamic evolution of Siberia in Late Precambrian – Early Paleozoic time // R.G. Coleman (Ed.). Reconstruction of the Paleo-Asian ocean. VSP Intern. Sci. Publ., Netherland. 1993. P. 45-63.

Blake M.C., Jayko A.S., McLaughlin R.J., Underwood M.B. Metamorphic and tectonic evolution of the Franciscan complex, North Califomia / Ernst W.G. (Ed.). N. Jersey: Prentice-Hall. 1988. P. 1036-1059.

Bochler R. Melting of the Fe-FeO and Fe-FeS system at high pressure // Earth and Planet. Sci. Lett. 1992. V. 121. P. 247-257.

Bonatti E. Serpentinite protrusions in the oceanic crust // Earth and Planet. Sci. Lett. 1967. V. 32. P. 107-113.

Brace W.F., Kohlestedt D.L. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments // J. Geophys. Res. 1980. V. 85. P. 6248-6252.

Brocker M., Kreuzer H., Matthews A., Okrusch M. $^{40}Ar/^{39}Ar$ and oxygen isotope studies of polymetamorphism from Tinos Island, Cycladic blueschist belt, Greece // J. Metamorph. Geol. 1993. V. 11. P. 223-240.

Brown K.M., Westbrook G.K. Mud diapirism and subduction in the Barbados Ridge accretionary complex: The role of fluids in accretionary processes // Tectonics. 1988. V. 7. P. 613-640.

Brun J.-P., Sokoutis D., Van den Driessche J. Analogue modeling of detachment fault systems and core complexes // Geology. 1994. V. 22. P. 319-322.

Burke K., Dewey J.F. Plume-generated triple junctions: Key indicators in applying plate tectonic to old rocks // J. Geol. 1973. V. 81, N 4. P. 406-433.

Busse F.H. On the stability of two – dimensional convection in a layer heated from below // J. Math. Phys. 1967. V. 46, N 2. P. 140-150.

Campiglio C., Narion C., Wapnie M. Stude d'une boninite a olivine de Nouvelle Caledonia: Petrographie et chemisme des phases // Bull. Mineral. 1986. V. 109, N 4. P. 423-440.

Cazenave B., Dominh K., Rabinowicz M. et al.. Geoid and depth anomalies over ocean swells and throughs // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 8064-8067.

Cazenave B., Thoraval S. Mantle dynamic constrained by degree 6 surface topography, seismic tomography and geoid // Earth and Planet. Sci. Lett. 1994. V. 122. P. 207-219.

Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Clarendon Oxford, 1961. 654 p.

Chapel B.W., White A.J.R. Two contrasting granite types // Pacif. Geol. 1979. V. 8. P. 173-194.

Charoki A., Sparrow E.M. Melting in a vertical tube rotating about a vertical colinear axis // Int. J. Heat Mass Transfer. 1987. V. 30(4). P. 613-622.

Chase C.D., Sprawl D.R. The geoid and ancient plate boundaries // Earth and Planet. Sci. Lett. 1983. V. 62, N 3. P. 314-320.

Chopin C. Coesite and pure pyrope in high-grade blueschists of the Western Alps // Contribs. Mineral. and Petrol. 1984. V. 86. P. 107-118.

Christensen U.R., Yuen D.A. The interaction of a subducting lithospheric slab with a chemical or phase boundary // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 4389-4402.

Clemens J.D., Holloway J.R., White A.J.K. Origin of A-type granite. Experimental constraints // Amer. Miner. 1986. V. 71. P .317-324.

Cliff R.A., Yardley B.W.D., Bussy F. U-Pb isotopic dating of fluid infiltration and metasomatism during Dalradian regional metamorphism in Konnemara, Western Ireland // J. Metamorph. Geol. 1993. V. 1. P. 185-191.

Cloetingh S. Lithospheric dynamic and the tectonic of sedimentary basins // Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. 1992. V. 95(3). P. 349-369.

Cloetingh S., Gradstein F., Grant A.C. et al. Did plate reorganisation cause rapid late Neogene subsidence around the Atlantic? // J. Geol. Soc. London. 1990. V. 147. P. 495-506.

Cloetingh S., Kooi H., Groenewoud W. Intraplates stresses and sedimentary basin evolution // Amer. Geophys. Union. Geophys. Monograph. 1989. V. 48. P. 1-16.

Cloetingh S., McQueen H., Lambeck K. On a tectonic mechanism for regional sea level variations // Earth and Planet. Sci. Lett. 1985. V. 75. P. 157-166.

Cloos M. Flow melanges: numerical modelling and geologic constraints on their origin in the Franciscan subduction complex, California // Geol. Soc. Amer. Bull. 1982. V. 93. P. 330-345.

Cloos M. Blueschists in the Franciscan complex of California: Petrotectonic constraints on uplift mechanisms // Geol. Soc. Amer. Mem. 1986. V. 164. P. 77-93.

Cloos M. Litospheric buonancy and collisional orogenesis: Subduction of oceanic plateaus,continental margins, island arcs, spreading ridges and seamounts // Geol. Soc. Amer. Bull. 1993. V. 105, N 6. P. 715-737.

Condie K.C., Rosen O.M. Laurentia – Siberia connection revisited // Geology. 1994. V. 22. P. 168-170.

Coney P.J., Harms T.A. Cordilleran metamorphic core complexes // Geol. Soc. Amer. Mem. 1984. V. 153. P. 7-34.

Cserepes L., Rabinowicz M. Gravity and convection in a two-layer mantle // Earth and Planet. Sci. Lett. 1985. V. 76. P. 193-207.

Cserepes L., Rabinowicz M., Rosemberg-Borot C. Three-dimensional infinite Prandtl number convection in one and two-layers with implications for the Earth's gravity field // J. Geophys. Res. 1988. V. 93, N 10. P. 12009-12025.

Dal Piaz G.V., Gosso G., Polino R. The Alpine Cretaceous orogeny as a pre-collisional wedge accreted on the Adria margin // Ofioliti. 1988. V. 14, N 1/2. P. 51-56.

Dallwitz W.B., Green D.H., Thompson J.E. Clinoenstatite in a volcanic rocks from the Cape Vogel area, Papua // J. Petrol. 1966. V. 7. P. 375-403.

Davies G. F. Geophysical and isotopic constrains on convection: an interim synthesis // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 6017-6040.

Davies G.F., Richards M.A. Mantle convection // J. Geol. 1992. V. 100. P. 151-206.

Davies G.F., Nixon P.M., Pearson D.G., Obata M. Tectonic implication of graphitized diamond from the Ronda massif, Southern Spain // Geology. 1993. V. 21. P. 471-474.

Defant M.J., Drummond M.S. Mount St. Helens: Potential example of the partial melting of the subducted lithosphere in a volcanic arc // Geology. 1993. V. 21. P. 547-550.

Dewey J.F. Extensional collaps of orogenes // Tectonics. 1988. V. 7. P. 1123-1139.

De Yoreo J.J., Lux D.R., Guidotti C.V. Thermal modelling in low pressure/high temperature metamorphic belts // Tectonophysics. 1991. V. 188. P. 209-238.

Dickinson W.R. Relation of andesites, granites and derivative sandstones to arc-trench tectonics // Revs. Geophys. and Space Phys. 1970. V. 8. P. 813.

Dietz R.S. Continent and ocean basin evolution by spreading of the sea floor // Nature. 1961. V. 190. P. 854-857.

Dobretsov N.L. The new overthrusting model on blueschists metamorphism with reference to the Franciscan Great Valley problems // Ofioliti. 1979. V. 5. P. 17-24.

Dobretsov N.L. Blueschists and eclogites: a possible plate tectonic mechanism of their transportation from the upper mantle // Tectonophysics. 1991. V. 186. P. 253-268.

Dobretsov N.L., Coleman R.G., Liou J.G., Maruyama S. Blueschist belts in Asia and possible periodicity of blueschist facies metamoprhism // Ofioliti. 1987. V. 12(3). P. 445-456.

Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G. Subduction zones dynamics: models of accretionary wedge // Ofioliti. 1992. V. 17(1). P. 155-164.

Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G. Experimental modelling of two-layer mantle convection // Ofioliti. 1993. V. 18(1). P. 61-81.

Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G.. Blueschist belts of North Asia and models of subduction-accretion wedge // R.G. Coleman (Ed.) Reconstruction of the Paleo-Asian ocean. VSP Intern. Sci. Publ., the Netherlands. 1994. P. 91-106.

Dobretsov N.L., Konnikov E.G., Dobretsov N.N. Precambrian ophiolite belts of Southern Siberia, Russia, and their metallogeny // Prec. Res. 1992. V. 58. P. 427-446.

Dobretsov N.L., Sobolev V.S. Eclogite-glaucophane schist complexes of the USSR and their bearing on the genesis of blueschist terranes // Geol. Soc. Amer. Spec. Paper 151. 1975. P. 145-155.

Dobretsov N.L. Watanabe T., Miyashita S., Natal'in B.A. Comparison of ophiolites and metamorphic belts of Sakhalin and Hokkaido // Ofioliti. 1994. V. 19(2). P. 53-67.

Duncan C.E., Turcott D.L. On the breakup and coalescence of continents // Geology. 1994. V. 22. P. 103-106.

Dziewonski A.M. Mapping of the lower mantle: determination of lateral heterogeneity in *P* velocity up to degree and order 6 // J. Geophys. Res. 1984. V. B89. P. 5929-5952.

Dziewonski A.M., Woodhous J.H. Three dimensional Earth structure and mantle convection // Abstracts, 28th IGC. Washington, 1989. V. 1. P. 427-428.

Embry A. F. A tectonic origin for depositional sequences in extensional basins - implications for basin modelling // T.A Cross. (Ed). Quantitative dynamic stratigraphy. N.Y.: Prentice - Hall, 1990. P. 491-501.

Engebretson D.C., Cox A., Gordon R.G. Relative motions between oceanic and continental plates in the Pacific // Geol. Soc. Amer. Spec. Paper 206. 1990. P. 1-59.

England P.C., Holland T.J.B. Archimedes and Tauern eclogites: the role of buoyancy in the preservation of exotic tectonic blocks // Earth and Planet. Sci. Lett. 1979. V. 44. P. 287-294.

England P.C., Thompson A.B. Pressure-temperature-time paths of regional metamorphism: Heat transfer during the evolution of regions of thickened continental crust // J. Petrol. 1984. V. 25. P. 894-928.

Erickson S.G. Sedimentary loading, lithospheric flexure and subduction initiation at passive margins // Geology. 1993. V. 21. P. 125-128.

Ernst W.G. Metamorphism and ancient continental margins // C.A. Burke, C.L. Drake (Eds.) The geology of continental margins. N.Y.: Springer Verlag, 1974. P. 907-919.

Ernst W.G. Systematics of large-scals tectonics and age progressions in Alpine and Circum-Pacific blueschist belts // Tectonophysics. 1975. V. 26. P. 229-246.

Ernst W.G. Phanerozoic continental accretion and the metamorphic evolution of Northern and Central California // Tectonophysics. 1983. V. 100. P. 287-320.

Ernst W.G. Tectonic history of subduction zones inferred from retrograde blueschist P-T–paths // Geology. 1988. V. 16. P. 1081-1084.

Etheridge M.A., Wall V.I., Cox S.F. High fluid pressure during regional metamorphism and deformation: Implication for mass transport and deformation mechanisms // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 4344-4358.

Evans B.W. Phase relations of epidote blueschists // Lithos. 1990. V. 25. P. 3-23.

Fairheed J.D., Henderson N.B. The seismicity of Southern Africa and incipient rifting // Tectonophysics. 1977. V. 41. P. 19-26.

Fjeldskaar W. Viscosity and thickness of the astenosphere detected from the Fennoscandian uplift // Earth and Planet. Sci. Lett. 1994. V. 126. P. 399-410.

Forsyth D.A., Morel-a-l'Huissieer P., Asudsen I., Green A.G. Alpha-Ridge and Iceland: Products of the same plume? // J. Geodyn. 1986. V. 6. P. 197-214.

Fouguet Y., von Stackelberg U., Charlon J.L. et al. Hydrothermal activity in the Lau back-arc basin: sulfides and water chemistry // Geology. 1991. V. 19. P. 303-306.

Francheteau J., Needham H·D., Choukroune P. et al. Massive deep-sea sulfide ore deposits on the East Pacific Ridge // Nature. 1979. V. 277. P. 523-528.

Fukao Y., Maruyama S., Obayashi M., Inoue H. Whole mantle P-wave tomography // J. Geol. Soc. Japan. 1994. V. 100, N 1. P. 7-23.

Giardini D., Xiang-Dong L., Woodhouse J.H. Three-dimensional structure of the Earth from splitting in free-oscilation spectra // Nature. 1987. V. 325. P. 405-411.

Gente P. Etude morphostructural comparative de dorsales oceaniques a taux d'expansion varies: These de doc. Brest, 1987. 373 p.

Golub J.P., Benson S.V. Many routes to turbulent convection // J. Fluid. Mech. 1980. V. 100, pt. 3. P. 449-470.

Goodfellow W.D., Franclin J.M. Geology, mineralogy and chemistry of sediment-hosted clastic massive sulfides in shallow cores, Middle Valley, Northern Juan de Fuca Ridge // Econ. Geol. 1993. V. 88, N 8. P. 2037-2068.

Green D.H. Crystallisation of calc-alkaline andesite under high water pressure conditions // Contribs. Mineral. and Petrol. 1971. V. 34. P. 150.

Grocott J., Brown M., Dallmeyer R.D. et al. Mechanisms of continental growth in extensional arcs: An example from the Andean plate-boundary zone // Geology. 1994. V. 22. P. 391-394.

Haddon R.A.W., Bullen K.E. An Earth model incorporating free Earth oscillation data // Phys. Earth and Planet. Inter. 1969. V. 2(1). P. 39-49.

Hager B.H. Subducted slabs and the geoid: Constraints on mantle rheology and flow // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 6003-6015.

Hager B.H., Clayton R.W., Richards M.A. et al. Lower mantle heterogeneity, dynamic topography and geoid // Nature. 1985. V. 313. P. 541-515.

Haggerty S.E. Superkimberlites: A geodynamic diamond window to the Earth's core // Earth and Planet. Sci. Lett. 1994. V. 122. P. 57-69.

Hamilton W. The Uralides and the motion of the Eurasion and Siberian platform // Bull. Geol. Soc. Amer. 1970. V. 81. P. 2553-2576.

Hasegawa A. Seismic structure of the NE Japan and Kuril arcs // Abstr. 101 Meeting of Geol. Soc. Japan. Sapporo, 1994. P. 13.

Hawkins J. Back-arc basins evolution, geological characteristics and importance in crustal evolution // Joint 4 ECOP/SOPAS Intern. Workshop Abstr. Canberra, 1989. P. 49-50.

Herrick R.R. Resurfacing history of Venus // Geology. 1994. V. 22. P. 703-706.

Hess H.H. History of ocean basins // Petrologic studies. A.F. Baddington volume. Geol. Soc. Amer. 1962. P. 599-620.

Hill E.J., Baldwin S.L. Exhumation of high-pressure metamorphic rocks during crustal extention in the D' Entiecasteaux region , Papua New Guinea // J. Metamorph. Geol. 1993. V. 11. P. 261-277.

Ho C.-Y., Viskanta R. Heat transfer during inward melting in a horizontal tube // Int. J. Heat Mass Transfer. 1984. V. 27(5). P. 705-716.

Hodges K.V., Burchfield B.C., Royden L.H. et al. The metamorphic signature of contemporaneous extension and shortening in the Central Himalayan orogen: Data from the Nialam transect, Southern Tibet // J. Metamorph. Geol. 1993. V. 11. P. 721-737.

Honda S. Numerical analysis of layered convection marginal stability and finite amplitude analysis // Bull. Earthquake Res. Inst. Univ. of Tokyo. 1982. V. 57. P. 273-302.

Hsu K.J. Exhumation of high-pressure metamorphic rocks // Geology. 1991. V. 19. P. 107-110.

Hudman D.W., Foster D.A. The role of tonalites and mafic dikes in the generation of the Idaho batholith // J. Geol. 1984. V. 94. P. 31-46.

Jarvis G.T., McKenzie D.P. Sedimentary basin formation with finite extension Rates // Earth and Planet. Sci. Lett. 1980. V. 48. P. 42-52.

Jurdi D.M., Stefanic M. Models for the hotspot distribution // Geophys. Res. Lett. 1990. V. 17. P. 1965-1968.

Inoue H., Fukao Y., Tanabe K., Ogata Y. Whole mantle P-wave travel time tomography // Phys. Earth and Planet. Inter. 1990. V. 59. P. 294-328.

Irvine T.N. A global convection framework // Carnegie Inst. Washington Year Book. 1988. V. 87. P. 3-8.

Irvine T.N. Global convection and Hawaiian upper mantle structure // Carnegie Inst. Washington Year Book. 1991. P. 3-11.

Ivanov S.N., Ivanov K.S. Hydrodynamic zoning of the Earth's crust and its significance // J. Geodyn. 1993. V. 17. P. 155-180.

Karlstrom K.E., Miller C.F., Kingslury J.A., Wooden J.L. Pluton emplacement along an active ductile thrust zone, Pimte Mts., Southern California: Interaction between deformational and solidification processes // Geol. Soc. Amer. Bull. 1993. V. 105. P. 213-230.

Karson J.K. Sea-floor spreading on the Mid-Atlantic Ridge: Implications for the structure of ophiolites and oceanic lithosphere produced in slow spreading ridges // Tectonophysics. 1988. V. 155. P. 49-71.

Karson J.K., Dick H.K. Tectonics on ridge-transform intersections of the Kane fracture zone // Mag. Geol. Res. 1983. V. 6. P. 51-98.

Kaula W.M. An introduction to planetary physics. N.Y.: John Willey and Sons, 1968. 235 p.

Kellog L.H., Turcotte D.L. Mixing and the distribution of heterogeneties in a chaotically convecting mantle // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 421-432.

King S.D., Masters G. An inversion for radial viscosity structure using seismic tomography / J. Phys. Lett. 1992. V. 19. P. 1551-1554.

Klein E.M., Langmuir C.H. Global correlations of ocean Ridge basalt chemistry with axial depth and crustal thickness // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 8089-8115.

Klitgord K.D., Behrent J.C. Basin structure of the U.S. Atlantic margin // AAPG Memoir 29. 1979. P. 85-112.

Klitgord K.D., Hutchinson D.R. U.S. Atlantic continental margin: Structural and tectonic framework // The Geology of North America. V. 1-2. The Atlantic continental margin. Publ. Geol. Soc. Amer. 1988. P. 19-55.

Komatsu M., Shibakusa H., Miyashita S. et al. Subduction and collisional related high and low P-T metamorphic belt in Hokkaido // 29 th IGC Field trip CO_1.Kyoto, Japan. 1992. 62 p.

Krishnamurti R. On the transition to turbulent convection. Pt. 1-2. // J. Fluid. Mech. 1970. V. 42, pt. 2. P. 295-320.

Krogh E.J., Oh C.W., Liou J.G. Polyphase and anticlockwise P-T evolution for Franciscan eclogites and bluesclists, from Jenner, California, USA // J. Metamorph. Geol. 1994. V. 12. P. 121-134.

Krüger J.M., Johnson R.A. Raft of crustal extension evidence from seismic reflection data in Southeast Arizona // Geology. 1994. V. 22. P. 351-354.

Larson R.L. Geological consequences of super plumes // Geology. 1991. V. 19. P. 963-966.

Larson R.L., Olson P. Mantle plumes control magnetic reversal frequency // Earth and Planet. Sci. Lett. 1991. V. 107. P. 437-447.

Lawler L.A., Müller R.D. Iceland hot spot track // Geology. 1994. V. 22. P. 311-314.

Leontjev A.I., Kirdyashkin A.G. Experimental study of flow patterns and temperature fields in a horizontal free convection liquid layer // Int. J. Heat Mass Transfer. 1968. V. 11. P. 1461-1466.

Le Pichon X. Sea floor spreading and continental drift // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. P. 3661-3697.

Le Pichon X., Barbier F. Passive margin formation by low-angle faulting within the upper crust: The Northern Bay of Biscay margin // Tectonics. 1987. V. 6. P. 133-150.

Liou J.G., Maruyama S., Cho M. Phase equilibria and mineral parageneses of metabasites in low-grade metamorphism // Mineral. Mag. 1985. V. 49. P. 321-333.

Liou J.G., Zhang B., Ernst W.G. Ultrahigh – pressure metamorphism // Island ARC. 1994. V. 3, N 1. P. 2-25.

Lister G.S., Baldwin S.L. Plutonism and origin of metamorphic core complexes // Geology. 1993. V. 21. P. 607-610.

Magee M.E., Zoback M.D. Evidence for a weak interplate thrust fault along the Northern Japan subduction zone and implication for the mechanism of thrust faulting and fluid expulsion // Geology. 1993. V. 21, N 9. P. 809-812.

Manduca C.A., Kuntz M.A., Silver L.T. Emplacement and deformation history of the western margin of the Idaho Batholith near McCall, Idaho: Influence of major terrane boundary // Geol. Soc. Amer. Bull. 1993. V. 105. P. 749-765.

Manghnani M.N., Andro R.R., Clark S.R. Compressive and share-wave velocities in granulite facies rocks and eclogites to 10 kbar // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 5427-5466.

Marsh B.D., Carmichael I.S. Benioff zone magmatism // J. Geophys. Res. 1974. V. 79, N 8. P. 1196-1206.

Maruyama Sh. Plume tectonics // J. Geol. Soc. Japan, 1994. V. 100, N 1. P. 24-34.

Mazaud A., Laj C. The 15 m.y. geomagnetic reversal periodicity: A quantitative test // Earth and Planet. Sci. Lett. 1991. V. 107. P. 689-697.

McCulloch M.T. The role of subducted slabs in an evolving Earth // Earth and Planet. Sci. Lett. 1993. V. 155. P. 89-100.

McKenzie D.P. Some remarks on the development of sedimentary basins // Earth and Planet. Sci. Lett. 1978. V. 40. P. 25-32.

McKenzie D.P., Morgan W.J. Evolution of triple junction // Nature. 1969. V. 224. P. 125-133.

McNutt M.K., Judge A.V. The superswell and mantle dynamics beneath the South Pacific Superswell // Science. 1990. V. 250. P. 969-975.

Minster J.B., Jordan T.H. Present day plate motions // J. Geoph. Res. 1978. V. B83. P. 5331-5334.

Miyashiro A. Evolution of metamorphic belts // J. Petrol. 1961. V. 2. P. 277-311.

Miyashiro A. Metamorphic petrology. London: UCL Press. Ltd., 1994. 404 p.

Molnar P., Atwater T. The relative motion of hot spots in the mantle // Nature. 1973 V. 246. P 288-291.

Molnar P., England P.C. Temperatures, heat flux and frictional stress near major thrust faults // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 4833-4856.

Molnar P., Freedmann D., Shih J.S.F. Length of intermediate and deep seismic zones and temperature in downgoing slabs of lithosphere // J. Roy. Astron. Soc. 1979. V. 56. P. 41-54.

Morgan W.J. Rises, trenches, great faults and crustal blocks // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. P. 1959-1982.

Morgan W.J. Convective plumes in the lower mantle // Nature. 1971. V. 230. P. 42-43.

Morel P., Irving E. Paleomagnetism and the evolution of Pangeos // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 1858-1872.

Nakayama M. Spatial and temporal variations in chemical compositions of Cenozoic volcanics from Hokkaido, Japan // Abstr. 101 Meeting of Geol. Soc. Japan, Sapporo, 1994. P. 10.

Nataf H.C., Froidevaux C., Levart J.L., Rabinowizc M. Laboratory convection experiments: Effect of lateral cooling and generation of instabilities in the horizontal boundary layers // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 6143-6154.

Okada M. Analysis of transfer during melting from a vertical wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 1984. V. 27(11). P. 2057-2066.

O'Nions R.K., Hamilton P.J., Evensen N.M. The chemical evolution of the Earth's mantle // Sci. Amer. 1979. V. 242. P. 91-101.

Parsons B., Sclater J.G.. An analysis of the variation of the ocean floor bathymetry and heat flow with age // J. Geophys. Res. 1972. V. 82. P. 803-827.

Peacock S.M. The importance of blueschist-eclogite dehydration reactions in subducting oceanic crust // Geol. Soc. Amer. Bull. 1993. V. 105, N 5. P. 684-694.

Pekeris C.L. Thermal convection in the Earth // Mon. Nat. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl. 1936. V. 3. P. 311-368.

Peltier W.R., Jarvis G.T. Whole mantle convection and thermal evolution of the Earth // Phys. Earth and Planet. Inter. 1982. V. 29. P. 281-304.

Perfit M.R., Fornari D.J., Smith M.L. et al. Small scale spatial and temporal variations in midocean ridge creast magmatic processes // Geology. 1994. V. 22. P. 375-379.

Picque A., Laville E. The Atlantic ocean opening: Extensional reactivation of Paleozoic structures? // C. R. Acad. Sci. Paris. 1993. V. 317, ser. II. P. 1325-1332.

Pitcher W.S. The nature, ascent and emplacement of granitic magmas // J. Geol. Soc. 1979. V. 136. P. 627-662.

Platt J. Dynamics of orogenic wedges: The uplift of high pressure metamorphic rocks // Geol. Soc. Amer. Bull. 1986. V. 57. P. 1037-1053.

Rampino M.R., Caldeira K. Major episodes of geologic change: Correlations, time, structure and possible causes // Earth and Planet. Sci. Lett. 1993. V. 114. P. 215-227.

Raleigh J.W. On convective currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side // Phil. Mag. 1916. V. 32. P. 529-546.

Richards M.A., Engebretson D.C. Large-scale mantle convection and the history of subduction // Nature. 1992. V. 355. P. 437-440.

Richards M.A., Hager B.H., Sleep N.H. Dynamically supported geoid highs over hot spots: Observation and theory // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 7690-7708.

Richter F.M., McKenzie D.P. On some consequences and possible of layered mantle convection // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 6133-6142.

Richter F.M., Parsons B. On the interaction of two scales of convection in the mantle // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. N 17. P. 2529-2541.

Rieget H., Projahn U., Beer H. Analysis of the heat transport mechanismus during melting around a horizontal circular cylinder // Int. J. Heat Mass Transfer. 1982. V. 25(1). P. 137-147.

Ring U., Brandon M.T. Kinematic data for the Coast range fault and implications for exhumation of the Franciscan subduction complex // Geology. 1994. V. 22. P. 735-738.

Ringwood A.E. Origin on the Earth and Moon. N.Y.: Springer Verlag, 1974. 293 p.

Ringwood A.E., Irifune T. Nature of the 650-km seismic discontinuity: Implications for mantle dynamic and differentiation // Nature. 1988. V. 331. P.131-136.

Ringwood A.A., Kerson S.E., Hibberson W., Ware N. Origin of kimberlites and related magmas // Earth and Planet. Sci. Lett. 1992. V. 113. P. 521-538.

Ross W.C., Halliwell B. A., May J.A. et al. Slope redjustment: A new model for the development of submarine fans and aprons // Geology. 1994.V. 22. P. 511-514.

Roy R.F., Blackwell D.D., Birch F. Heat generation of plutonic rocks and continental heat flow provinces // Earth and Planet. Sci. Lett. 1968. V. 5, N 1. P. 1-12..

Rubie D.C. The catalysis of mineral reactions by water and restrictions on the presence of aqueous fluid during metamorphism // Mineral. Mag. 1986. V. 50, N 3. P. 399-415.

Scnwarzacher W. Cyclostratigraphy and the Milankovitch theory. Amsterdam: Elsevier, 1992. 240 p.

Schilling J.G. Iceland mantle plume: Geochemical study of Reykjanes ridge // Nature. 1973. V. 242. P. 565-571.

Schmalze J., Hansen U. Mixing properties of mantle convection // Eug. VII, Terra Abst. Suppl. N 1 to Terra Nova. 1993. N 5. P. 56.

Sclater J.G., Christič P.A. Continental stretching: an explanation of the past-mid-Cretaceous subsidence of the Central North Sea basin // J. Geophys. Res. 1980. V. 85. P. 3711-3739.

Sclater J.G., Francheteau J. The implication of terrestrial heat flow observations on current tectonic and geochemical models of the crust and upper mantle of the Earth // Geophys. J. Astron. Soc. 1970. V. 20. P. 509-542.

Sclater J.G., Helling S., Tapscott C. The paleobathymetry of the Atlantic ocean from the Jurassic to the present // J. Geol. 1977. V. 85. P. 509-552.

Scotese C.R., Gahagan L.M., Larson R.L. Plate tectonic reconstructions of the Cretaceous and Cenozoic oceanic basins // Tectonophysics. 1988. V. 155. P. 27-48.

Sengör A.M.C. Timing of orogenic events: A persistent geological controversy // Tectonics and Mountain Bilding. Akademic Press. 1991. P. 405-473.

Sharaskin A.Ya., Dobretsov N.L., Sobolev N.N. Marianites – the clinoenstatite-bearing pillow-lavas, associated with the ophiolite assemblages of Mariana trench // Ophiolites, Nicosia. 1980. P. 473-479.

Shearer P.M. Constraints on upper mantle discontinuities from observation on long-period reflected and convected phase // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 18147-18182.

Shearer P.M., Masters Y.G. Global mapping of topography on the 660-km discontinuity// Nature. 1992. V. 335. P. 791-796.

Shipley T.H., Moore G.F., Bangs N.L. et al. Seismicaly inferred dilatancy distribution, northern Barbados Ridge decollement: Implication for fluid migration and fault strength // Geology. 1994. V. 22. P. 411-414.

Shreve R.L., Cloos M. Dynamic of sediment subduction, melange formation, and prism accretion // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. P. 10229-10245.

Simon G.W., Weiss N.O. Convective structures in the Sun // Monat. Nat. Royal Astron. Soc. 1991. V. 252. P. 1-5.

Sinton J.M., Detrick R.S. Mid-ocean ridge magma chambers // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 197-216.

Small Ch., Sandwell D.T. Imaging mid-oceanic Ridge transition with satellite gravity // Geology. 1994 V. 22, N 2. P. 123-126.

Spakman W. Tomographic images of the upper mantle below Central Europe and the Mediterranian // Terra Nova. 1990. V. 2(6). P. 542-554.

Spakman W., Van der Lee S., Van der Hilst R. Travel-time tomography of the Europen-Mediterranean mantle down to 1400 km // Phys. Earth and Planet. Inter. 1993. V. 79. P. 3-74.

Staltenpohl M.G., Cymerman Z., Krogh E.J., Kunk M.J. Exhumation of eclogitized continental basement during Variscan lithospheric delamination and gravitational collapse, Sudety Mountains, Poland // Geology. 1993. V. 21. P. 1111- 1114.

Stein C.A., Stein S. A model for the global variation in oceanic depth and heat-flow with lithospheric age // Nature. 1992. V. 359. P. 123-129.

Stothers R.B. Hot spots and Sun spots: Surface of deep mantle convection in the Earth and Sun // Earth and Planet. Sci. Lett. 1993. V. 116. P. 1-8.

Strehlau J., Meissner R. Estimation of crustal viscosities and share stress from an exploration of experimental steady state flow data // Composition, stucture and dynamics of the lithosphere-asthenosphere system. Washington: AGU, 1987. P. 69-87.

Strong H.M., Hanneman R.E. Crystallization of diamond and graphite // J. Chem. Phys. 1967. V. 46, N 9. P. 3668-3676.

Suppe J. Structural interpretation of the Southern part of the Northern Coast Ranges and Sacramento Valley, California: Summary // Geol. Soc. Amer. Bull. 1979. V. 90. P. 327-330.

Swanberg C.A. Vertical distribution of heat generation in the Gdaho batholith // J. Geophys. Res. 1972. V. 77, N 14. P. 2508-2513.

Tackley P., Stevenson D.J., Glatzmaier G.A., Schubert G. Effects of an endothermic phase transition at 670 km depth in a spherical model of convection in the Earth's mantle // Nature. 1993. V. 361. P. 699-704.

Takanashi E. Melting of a dry peridotite KLB-1 up to 14GPa: Implication on the origin of peridotitic upper mantle // J. Geophys. Res. 1986. V.91. P. 9367-9382.

Triggvason K., Husebye E.S., Stefansson R. Seismic image of the hypothesized Iceland hot spot // Tectonophysics. 1983. V. 100. P. 97-118.

Turcotte D.I., Shubert G. Geodynamics. N.Y.: John Wiley and Sons, 1982. V. 1-2. 436 p.

Ueda S. Subduction zones: An introduction to comparative subductology // Tectonophysics. 1982. V. 81. P. 133-159.

Urabe T., Yuasa M., Nakao S. et al.. Hydrothermal sulfides from a submarine caldera in the Sichito-Iwajima ridge, NW Pacific // Mar. Geol. 1987. V. 74, N 3-4. P. 295-299.

Vail P.R., Mitchum R.M., Thompson S. Seismic stratigraphy and global changes of sea-level // Seismic stratigraphy. Applications to hyrdo-carbon exploration. Amer. Assoc. Petrol. Geol. Mem. 1987. N 26. P. 89-97.

Van Bergen M.J., Vroon P.Z., Hoogewerff J.A. Geochemical and tectonic relationships in the east Indonesian arc-continent collision region: implications for the subduction of the Australian passive margin // Tectonophysics . 1993. V. 223. P. 97-116.

Van der Hilst R., Seno T. Effect of relative plate motion on the deep structure and penetration depth of slabs below the Izu-Bonin and Mariana island ares // Earth and Planet. Sci. Lett. 1993. V. 120. P. 395-407.

Van der Wahl D., Vissers R.L.M. Uplift and emplacement of upper mantle rocks in the western Mediterranean // Geology. 1993. V. 21. P. 1119-1122.

Vejbaek O.V. Effect of asthenospheric heat flow in basin modelling examplified with the Danish basin // Earth and Planet. Sci. Lett. 1989. V. 95. P. 97-114.

Vine F.J., Matthews D.H. Magnetic anomalies over oceanic ridges // Nature. 1963. V. 199. P. 947-949.

Waissel J.K., Hayes D.E., Herron E.M. Plate Tectonics Synthesis: The displacements between Australia, New Zealand and Antarctica since the Late Cretaceous // Mar. Geol. 1977. V. 25. P. 231-277.

Wenrworth C.W., Blake M.C., Jones D.L. et al. Tectonic wedging associated with emplacement of the Franciscan assemblage, California Coast Ranges // Franciscan geology of North California / Blake M.C. (Ed.). Field trip Guide book 43. 1984. P. 163-173.

Wernicke B. Uniform-sense simple shear of the continental lithosphere // Can. J. Earth Sci. 1985. V. 27. P. 108-125.

*Wijbraun J.R., Van Wees J.D., Stephenson R.A., Cloetingh S.A.*P.L. Pressure-temperature-time evolution of the high pressure metamorphism // Geology. 1993. V. 21. P. 443-446.

Willet S., Beaumont Ch., Fukksack Ph. Mechanical model for the tectonics of doubly vergent compressional orogens // Geology. 1993. V. 21. P. 371-374.

Wilson J.T. Evidence from oceanic islands suggesting movement in the Earth // Philos. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. 1965. V. 285. P. 145-146.

Wilson J.T. Mantle plumes and plate motions // Tectonophysics. 1973. V. 19. P. 149-164.

Wilson T. Continental drift and a theory of convection // Terra Nova. 1990. V. 2, N 6. P. 519-538.

Windley B.F., Allen M.B. Mongolian plateau: Evidence for a late Cenozoic mantle plume under Central Asia // Geology. 1993. V. 21. P. 295-298.

Wood D.J., Stowell H.H., Onstott T.C., Holister L.S. ^{40}Ar–^{39}Ar constraints on the emplacement, uplift and cooling of the Coast Plutonic Complex sill, SE Alaska // Geol. Soc. Amer. Bull. 1992. V. 103. P. 849-860.

Woon-Shing Yeung. Engineering analysis of heat transfer during melting in vertical rectangular enclosures // Int. J. Heat Mass Transfer. 1989. V. 32(4). P. 689-696.

Wu Y.K., Prud Homme, Hung Nguen. Estude numerique de la fusion autor d'un cylindre vertical soumis a deux tupes de conditions limites // Int. J. Heat Mass Transfer. 1989. V. 32(10). P. 1927-1938.

Wyllie D.J., Abelson Ph.H., Adams S.S. et al. Solid-Earth sciences and Society. Summary and global overview. Washington: Nat. Acad. Press., 1993. 46 p.

Yardley B.W.D., Barber J.P., Gray J.R. The metamorphism of the Dalradian rocks of Western Ireland and its relation to tectonic setting // Philos. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. 1987. V. 321. P. 243-270.

Zen E-an. Thermal modelling of stepwise anatexis in a thrust-thickened sialic crust // Trans. Roy. Soc. Edinburgh Earth Sci. 1988. V. 79. P. 23-25.

Zoback M.L., Zoback M.D. Global pattern of tectonic stress // Nature. 1989. V. 341. P. 291-298.

Zoetemeijer R., Desegaulx P., Cloetingh S. et al. Lithospheric dynamics and the tectono-stratigraphic evolution of the Ebro basin // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 2701-2711.

Zoetemeijer R., Cloetingh S., Sassi W., Roure F. Modelling of stratigraphic sequences in piggy-back basins: Record of tectonic evolution // Tectonophysics. 1993. V. 226. P. 253-269.

Zonenshain L.P., Kuzmin M.I., Kononov M.V. Absolute reconstruction of the Paleozoic oceans // Earth and Planet. Sci. Lett. 1985. V. 74. P. 103-116.

Zonenshain L.P., Kuzmin M.I., Lisitsin A.P. et al. Tectonics of the Mid-Atlantic rift valley between the TAG and MARK areas: Evidence for vertical tectonism // Tectonophysics. 1989. V. 159. P. 1-23.

Zonenshain L.P., Kuzmin M.I., Bocharova N.Yu. Hot-field tectonics // Tectonophysics. 1991. V. 199. P. 165-192.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ 5

ГЛАВА 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О СТРОЕНИИ И ДИНАМИКЕ ЗЕМЛИ 9

1.1. Внутреннее строение Земли и планет земной группы ..... –

1.2. Свойства и реология различных слоев Земли 14

1.3. Локализация и масштабы геодинамических движений 21

1.4. Тектоника плит 26

ГЛАВА 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ 35

2.1. Масштабы геодинамических процессов ..... –

2.2. Земля как тепловая машина 36

2.3. Упругие и вязкие свойства Земли 37

2.4. Теплообмен (определения) 40

2.5. Теплопроводность и градиенты температур 41

2.6. Тепловой поток на поверхности Земли 44

2.7. Дифференциальное уравнение теплопроводности (энергии) 46

2.8. Теплообмен в континентальной литосфере 48

2.9. Уравнение неразрывности 53

2.10. Уравнение Навье-Стокса 59

2.11. Приближение Буссинеска 60

2.12. Граничные условия 62

2.13. Общие понятия о подобии 64

2.14. Механическое подобие 66

2.15. Тепловое подобие 68

2.16. Параметры подобия при естественной конвекции 70
2.17. Приближение пограничного слоя 73
2.18. Приближенные решения уравнений тепловой гравитационной конвекции ..75
2.19. Методы обработки экспериментальных результатов 78

ГЛАВА 3. ТЕПЛОВЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ И НЕКОТОРЫЕ ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ 80

3.1. Условия возникновения конвекции ....–
3.2. Горизонтальные размеры ячеек и их устойчивость 85
3.3. Режимы течения и интенсивность теплообмена 87
3.4. Поле температуры и скорости в конвективных ячейках 89
3.5. Влияние числа Прандтля на структуру и теплообмен при тепловой гравитационной конвекции 93
3.6. Характерные временные масштабы нестационарных течений 95
3.7. Конвективный тепло- и массообмен при перекристаллизации алмаза 99

ГЛАВА 4. ГЕОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАНТИИ И ИХ МОДЕЛИРОВАНИЕ 105

4.1. Модели конвекции в мантии 106
4.2. Экспериментальные исследования двухслойной конвекции в мантии 113
4.3. Природа переходного слоя *C* в верхней мантии 120
4.4. Значение зон субдукции 124
4.5. Общая структура конвекции в мантии Земли 125
4.6. Структура конвекции в нижней мантии 129
4.7. Мантийные плюмы и горячие точки 134
4.8. Экспериментальные исследования плюмов (плавление в объеме кристаллического тела над локальным источником тепла) 138
4.9. Теоретические оценки параметров мантийных плюмов 145
4.10. Геологические проявления мантийных плюмов 152
4.11. Неустойчивость процессов в нижней мантии 159

Г Л А В А 5. ГЕОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЛИТОСФЕРЕ
И АСТЕНОСФЕРЕ 162

5.1. Спрединг и рождение океанической коры ..... –
5.2. Теплофизическое моделирование зон спрединга в срединно-океанических хребтах 179
5.3. Пассивные окраины океанов и внутриконтинентальные рифты 194
5.4. Модели рифтообразования 203
5.5. Зоны субдукции островодужного типа 210
5.6. Зоны субдукции андийского типа 219
5.7. Модели магматизма и метаморфизма в зонах субдукции 225
5.8. Модель аккреционного клина – регулятора зоны субдукции 232
5.9. Коллизия в зонах субдукции и модели образования эклогитов и глаукофановых сланцев 241
5.10. Зоны коллизии и связанные с ними процессы магматизма и метаморфизма 253
5.11. Общая схема эволюции орогенических поясов и периодичность эндогенных процессов 260

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 270
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ 273

CONTENTS

INTRODUCTION 5

CHAPTER 1. GENERAL INFORMATION ON THE EARTH'S STRUCTURE AND DYNAMICS 9

1.1. The inner structure of the Earth and terrestrial planets ..... –

1.2. Properties and rheology of different Earth's layers 14

1.3. Localization and scale of geodynamic movements 21

1.4. Plate tectonics 26

CHAPTER 2. THEORETICAL BASIS FOR THERMOPHYSICAL MODELLING 35

2.1. Scales of geodynamic processes ..... –

2.2. The Earth as a heat machine 36

2.3. Elastic and viscous properties of the Earth 37

2.4. Heat exchange (definitions) 40

2.5. Heat conductivity and temperature gradients 41

2.6. Heat flow at the Earth's surface 44

2.7. Differential equation for heat conductivity 46

2.8. Heat exchange within continental lithosphere 48

2.9. Equation for continuity 53

2.10. Navier-Stokes equation 59

2.11. Boussinesq approximation 60

2.12. Boundary conditions. 62

2.13. General concept for similarity 64

2.14. Mechanical similarity 66

2.15. Heat similarity 68
2.16. Similarity parameters for natural convection 70
2.17. Boundary layer approximation 73
2.18. Approximate solutions of thermal gravitational convection 75
2.19. Methods for processing experimental results 78

CHAPTER 3. HEAT GRAVITATIONAL FLOWS WITHIN A HORIZONTAL LAYER AND SOME GEOLOGICAL APPLICATIONS 80

3.1. Conditions for convection appearance ..... –
3.2. Horizontal dimensions of cells and their stability 85
3.3. The regimes of a flow and intensity of heat exchange 87
3.4. Field of temperature and velocity in convective cells 89
3.5. The effect of Prandtl's number on structure and heat exchange under heat gravitational convection 93
3.6. Typical time scales for non-stationary flows 95
3.7. Convectional heat and mass exchange under the diamond recrystallization 99

CHAPTER 4. GEODYNAMIC PROCESSES IN MANTLE AND THEIR MODELLING 105

4.1. Mantle convection models 106
4.2. Experimental study of two-layer mantle convection 113
4.3. The nature of transitional *C*-layer in the upper mantle 120
4.4. Importance of subduction zones 124
4.5. General convection structure in the Earth's mantle 125
4.6. Convection structure in the lower mantle 129
4.7. Mantle plumes and hot spots 134
4.8. Experimental study of plumes (melting within a volume of crystalline body over the local heat source) 138
4.9. Theoretical evaluations of mantle plume parameters 145
4.10. Geological manifestations of mantle plumes 152
4.11. Unstability of the lower mantle processes 159

CHAPTER 5. GEODYNAMIC PROCESSES IN LITHOSPHERE AND ASTHENOSPHERE 162

5.1. Spreading and origin of oceanic crust ..... –

5.2. Thermophysical modelling of spreading zones in mid-oceanic ridges 179

5.3. Oceanic passive margins and intra-continental rifts 194

5.4. Rift-generation modelling 203

5.5. Island-arc type subduction zones 210

5.6. Andian type subduction zones 219

5.7. The melting and metamorphic models in the zone of subduction 225

5.8. The model of accretionary wedge as a regulator of subduction zone 232

5.9. Collision in subduction zones and models for the formation of eclogites and glaucophane schists 241

5.10. The zones of continental collision and related processes of magmatism and metamorphism 253

5.11. General scheme of foldbelt evolution and periodicity of endogenic processes 260

CONCLUSIONS 270

REFERENCES 273

Доп. темат. план изданий СО РАН на 1994 г.
(монографии)

Научное издание

Николай Леонтьевич Добрецов
Анатолий Григорьевич Кирдяшкин

ГЛУБИННАЯ ГЕОДИНАМИКА

Утверждено к печати
Ученым советом ОИГГМ СО РАН

Редакторы З.В. Белоусова, А.В. Владимирова
Художественный редактор М.И. Ляшенко
Технический редактор О.М. Вараксина

Подписано к печати 14.03.95.
Формат 60×84/8. Бумага тип. № 2. Гарнитура таймс. Офсетная печать.
Печ. л. 34,9 + 1 вкл. Уч.-изд. л. 26,35. Тираж 600 экз. Зак. № 95.

Новосибирск, 90, Университетский просп., 3,
НИЦ ОИГГМ СО РАН