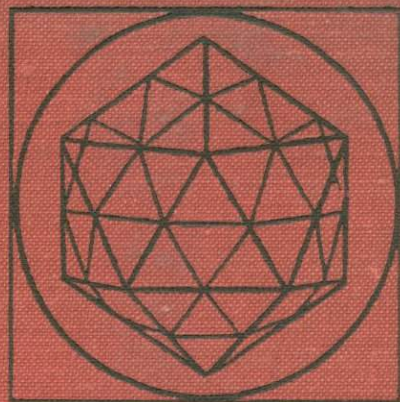


ВЕРХНЯЯ МАНТИЯ



НАУКИ  
О ЗЕМЛЕ

Фундаментальные  
труды  
зарубежных ученых  
по геологии,  
геофизике  
и геохимии



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
·МИР·  
МОСКВА

# THE UPPER MANTLE

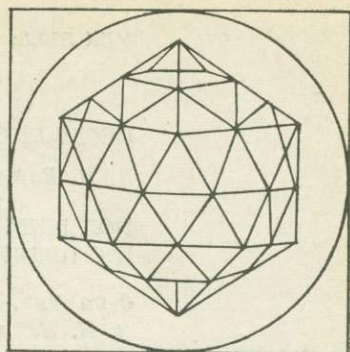
Edited by  
A. R. RITSEMA

ELSEVIER PUBLISHING COMPANY  
Amsterdam—London—New York  
1972

# ВЕРХНЯЯ МАНТИЯ

Под редакцией

А. Ритсеми



НАУКИ  
О ЗЕМЛЕ

1464

1975

Фундаментальные  
труды  
зарубежных  
ученых  
по геологии,  
геофизике  
и геохимии

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
«МИР»  
МОСКВА 1975



УДК 550.3; 550.4

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО

*В. Я. Барласа и Е. Л. Резникова*

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
И С ПРЕДИСЛОВИЕМ

*д-ра физ.-мат. наук*  
*В. И. Кейлис-Борока*

В трудах Международного симпозиума подведен итог основным достижениям в глобальной геологии, геофизике и геохимии за последние 10 лет. Книга соединяет достоинства монографии, поскольку составляющие ее доклады подобраны в соответствии с глубоко продуманным планом, и тематического сборника, ибо докладчики, как правило, являются ведущими учеными мира в соответствующей области. Рассмотрен широкий круг вопросов, в частности отражена тенденция к комплексному анализу данных гидродинамики, теоретической физики и геофизики, геологии и геохимии при исследованиях глобальных тектонических процессов. Книга рассчитана на широкий круг геологов и геофизиков, специалистов научно-исследовательских геологических институтов и студентов соответствующих специальностей.

*Редакция литературы по вопросам геологических наук*

© Перевод на русский язык «Мир», 1975

В  $\frac{20802-418}{041(01)-75}$  подписное

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Науки о Земле вступили в период бурного развития. Идет интенсивное накопление новых данных, пересматриваются старые, устоявшиеся концепции, отдельные отрасли ветвятся и переплетаются, выделяясь в этом отношении среди других наук даже в наше время, которое вообще называют эпохой информационного взрыва. Научно-техническая революция, важной особенностью которой являются тесные и многосторонние связи науки с производством, ставит перед широким кругом геологов и геофизиков достаточно сложные задачи, решение которых оказывается затруднительным или даже невозможным без знания свойств глубинных зон нашей планеты. Например, свойства астеносферы или горизонтальная неоднородность мантии, еще недавно представлявшие чисто академический интерес, учитываются сейчас в инженерной сейсмологии и при решении некоторых проблем, связанных с происхождением месторождений полезных ископаемых, и т. д.

Огромный вклад в науки о Земле внесли работы по международному Проекту верхней мантии. Он был организован в 1960 г. по инициативе чл.-корр. АН СССР В. В. Белоусова и стал одним из крупнейших в истории науки международных проектов как по широте тематики и мобилизации интеллектуальных и материальных ресурсов (в проекте участвовало свыше 50 стран; среди участников были почти все ведущие ученые мира, занимающиеся изучением Земли), так и по научным результатам.

Предлагаемая вниманию советского читателя книга представляет собой сборник докладов, зачитанных на заключительном симпозиуме по итогам Проекта. Задача симпозиума — подведение итогов широких согласованных исследований — определила ценную особенность книги: помимо новых концепций, она содержит сводки фактических данных, достаточно наглядные, чтобы в них могли разобраться не только узкие специалисты. Тем самым книга открывает редкую возможность ознакомиться с современными достижениями в изучении глубин Земли и составить о них самостоятельное суждение.

Перечислим наиболее крупные, отраженные в книге этапы развития современных представлений о Земле.

— Реконструкция раннего периода развития Земли — дифференциации коры и мантии, эволюции коры океанов, островных дуг и континентов, реконструкция архейской коры (статьи Уэтерила и Грина).

— Применение методов экспериментальной петрологии при анализе состава и динамики коры и мантии (статьи Миясиро, Акимото, Аренса, Кеннеди и Хиггинса).

— Исследование строения Земли по данным об электромагнитной индукции (статьи Шмуккера и Янковски).

— Уточнение представлений о медленных деформациях Земли — движениях полюса, земных приливах, современных вертикальных движениях, — позволившее по-новому понять многие тектонические процессы (статьи Мельхиора и Уэлмана).

— Установление глобальной картины распределения сейсмичности и механизма землетрясений, открывшее новые подходы к пониманию общей модели геотектонического развития Земли; глубинной тектоники коры

и мантии; роли землетрясений как активного тектонического фактора, вносящего значительный вклад в общие движения по глобальной системе разломов. Сюда относится и проблема прогноза землетрясений (статьи Сайкса и Аки).

— Установление закономерных различий в строении астеносферы, т. е. ключевого явления для понимания движущих механизмов тектонического развития Земли, в регионах, находящихся в разных фазах тектонического развития — на щитах, континентальных платформах, океанических плитах, в складчатых областях и рифтовых зонах. Работа Кнопова, посвященная этому вопросу, интересна в методическом отношении. Изложенные в ней результаты получены в ходе решения обратной задачи сейсмологии, т. е. путем рассмотрения множества разрезов, соответствующих имеющимся наблюдениям. Такой подход, казалось бы, должен был привести к менее определенным результатам, чем традиционный поиск «единственного» разреза. Однако фактически он позволил сделать довольно конкретные выводы по данным наблюдений, которые были бы явно недостаточны при традиционной интерпретации.

— Существенное уточнение реологических свойств коры и мантии на базе астрономо-геодезических, в том числе и спутниковых, измерений (статья Джеффриса), лабораторных данных (статьи Моги, Гётце и Брейса) и сейсмических наблюдений (статья Смита).

— Возрождение попыток разработки гидродинамических моделей процессов в мантии Земли (статья Ранкорна).

При переводе книги исключены статьи советских авторов, поскольку подавляющая часть этих работ опубликована в советской периодической печати (Б. Ю. Левин, «Происхождение Земли»; В. В. Белоусов, «Основные тенденции в эволюции континентов»; Г. С. Горшков, «Достижения и проблемы вулканологии»; И. П. Косминская, Н. Н. Пузырев, А. С. Алексеев, «Сейсмические исследования с помощью взрывов — прошлое, настоящее и будущее»; А. Н. Храмов, Г. Н. Петрова, «Палеомагнетизм — исследования в СССР и других странах»; И. М. Гельфанд, Ш. А. Губерман, М. Л. Извекова, В. И. Кейлис-Борок, Е. Я. Ранцман, «Критерии высокой сейсмичности, найденные с помощью алгоритмов распознавания»; М. Л. Гервер, «Обратные задачи сейсмологии»).

*В. Кейлис-Борок*

## ЗНАЧЕНИЕ И ДОСТИЖЕНИЯ ПРОЕКТА ВЕРХНЕЙ МАНТИИ

В течение последних нескольких лет мы были свидетелями удивительных перемен в науках о Земле. Значительную роль сыграл в этом Проект верхней мантии, хотя, за отдельными исключениями, точно оценить его влияние невозможно. Комитет по верхней мантии считает своим долгом привлечь внимание широких научных кругов к этим переменам, которые в настоящее время оказывают такое поразительное влияние на образ мышления и планы на будущее. Мы надеемся, что тем самым станет ясна и роль Проекта верхней мантии.

Трудно переоценить успех новых идей, которые возникли во время осуществления Проекта верхней мантии в результате взаимодействия различных дисциплин, входящих в науку о Земле, но имевших прежде мало связей и общих целей. Международное планирование Проекта верхней мантии первоначально ориентировалось главным образом на отдельные дисциплины. Однако в 1964 г. международный Комитет по верхней мантии решил сосредоточить внимание на определенных проблемах, а именно: 1) окраины континентов и островные дуги, 2) глобальная рифтовая система, 3) реология верхней мантии. Комитет принял рекомендацию проф. Дж. Т. Уилсона (Торонто), по мнению которого «первейшей задачей Проекта верхней мантии должно быть доказательство того, имеет ли место дрейф континентов».

Сейчас уже трудно выявить все источники идей, оказавших влияние на планирование Проекта. Ученых больше занимали планирование и работа, чем документирование истории. Тем не менее мы сознаем, что Комитет выдвинул новаторские предложения по исследованию границ континентов, островных дуг и мировой системы рифтов и по интенсивному комплексному изучению отдельных регионов, представляющих особый геологический и геофизический интерес (это последнее направление было разработано в Австралии и получило название «Геотраверс»).

Период осуществления Проекта верхней мантии ознаменовался исключительным феноменом, широко воспринимаемым как революция в науках о Земле, — появлением концепции тектоники плит. Следует подчеркнуть, что имеющиеся данные свидетельствуют в пользу тектоники плит, но окончательное решение будет принято, когда с помощью бурения будет непосредственно изучена структура океанической коры, по крайней мере ее второй слой. Эта концепция базируется на промежуточной гипотезе расширения (раздвигания) океанического дна, или гипотезе спрединга. Ее развитие непосредственно связано с проблемами мировой системы рифтов и границ континентов и островных дуг, которые были выбраны Комитетом, и притом выбраны раньше, чем они привлекли внимание широких научных кругов. В основных чертах концепция раздвигания океанического дна и тектоники плит признана теперь большинством ученых. Эта объединяющая модель представляет собой одну из наиболее фундаментальных и важных концепций в истории геологии, далеко превосходя трезвые ожидания тех, кто планировал Проект верхней мантии. В качестве побочного был решен вопрос о дрейфе континентов.

Международный характер планирования Проекта — концентрация внимания на конкретных главных проблемах и стимулирование одновременных работ во многих странах — позволил провести большой объем исследований. Кроме того, заметно улучшились связи, планирование и обмен информацией главным образом через поддерживаемые Комитетом исследовательские группы и специализированные симпозиумы по самым разным вопросам (система рифтов, окраины континентов и основные дуги, геофизическая теория и вычислительная техника, региональные исследования, реология мантии, сейсмология взрывов).

Можно выделить три основные «философские» концепции, развитые во время осуществления работ по Проекту верхней мантии.

1. Чрезвычайно возрос дух сотрудничества и взаимопонимания между учеными многих стран, изучающими Землю. Организованные Комитетом симпозиумы расширили понимание проблем, которые решают ученые различных стран, и в некоторых случаях привели к созданию интернациональных групп для работы над конкретными проектами.

2. В последние годы расширилось взаимодействие разных дисциплин. Это превратило нас из сейсмологов, петрологов или специалистов по отдельным другим дисциплинам в представителей науки о Земле. Проведение экспериментов, измерений и вычислений, построение моделей потребовали работы междисциплинарных групп. Были несколько снисвержены различия между методиками преподавания геологии и геофизики в вузах.

3. Столетие назад, когда была доказана теория эволюции, установлены принципы стратиграфии и широкого размаха достигла разведка полезных ископаемых, геология стала, возможно, самой увлекательной из наук. Затем ее затмили химия, физика, биология и астрономия. Новейшие открытия, касающиеся твердой Земли, вновь выдвинули науку о Земле на передний край, объединили ранее разобщенные геологию и геофизику, подняли дух геологов и геофизиков. Новые волнующие открытия в науке о Земле привлекли много талантливой молодежи к этой сложной, но в высшей степени важной науке. |

### КОНКРЕТНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Во время осуществления работ по Проекту верхней мантии началось накопление экстраординарной совокупности данных независимых наблюдений, что неизбежно привело к созданию модели тектоники плит. Модель объединила идею раздвигания океанического дна (спрединга), выдвинутую Хессом в 1960 г., и идею дрейфа континентов — концепцию весьма древнюю. Данные были получены во многих отраслях наук, включая географию, геохронологию, петрологию, палеомагнетизм, магнитную съемку; изучались сейсмичность, тепловой поток, проводилось глубокое бурение. Ключ к толкованию многих из этих наблюдений был подобран при интенсивном исследовании океанических бассейнов и их окраин во время осуществления Проекта верхней мантии.

Модель тектоники плит, несомненно, является значительным результатом работ в рамках Проекта верхней мантии. Это кинематическое описание поверхностных и близповерхностных зон, по-видимому, хорошо согласуется со многими чертами поверхности Земли: горами, океаническими впадинами, океаническими и континентальными рифтами и даже самими океаническими бассейнами. Модель согласуется с географическим распределением эпицентров землетрясений и вулканов и с механизмом землетрясений. Ее дальнейшая разработка связана с исследованием неоднородностей в мантии, которые свидетельствуют о динамической неустойчивости внутри Земли. Мы знаем теперь, что явления на поверхности Земли в гораздо большей степени, чем предполагалось ранее, регулируются процессами в мантии. Данные, накопленные к настоящему времени, указывают, что океаническое дно имеет молодой возраст. Что касается континентов, то связь между их развитием и тектоникой плит намного менее очевидна: на континентах про-

исходят геологические процессы, которые не предусматриваются схемой тектоники плит. Проблема взаимосвязи между океанами и континентами остается наиболее важной проблемой дальнейших исследований.

2. Возникло тесное взаимодействие между лабораторными экспериментами по физике и химии высоких давлений и наблюдениями сейсмических, геологических, гравитационных и других явлений в естественных условиях. Например, ранее считалось, что нижняя часть верхней мантии плавно изменяется на глубинах от 400 до 1000 км. Однако во время работ по Проекту верхней мантии было установлено по крайней мере два основных скачка, или разрыва, на глубинах около 400 и 650 км. Более того, эти скачки происходят на глубинах, где давление и температура соответствуют полиморфным переходам предполагаемых компонент мантии в фазы повышенной плотности, обнаруженные и предсказанные в ходе лабораторных экспериментов. Нам удалось лучше понять петрологию, фазовые изменения и состав верхней мантии путем сравнения экспериментальных данных о физических свойствах минералов и их зависимости от температуры и давления с данными изучения состава кимберлитовых трубок, слоев низкой скорости и т. п. Теперь мы действительно можем сказать, что существует такая дисциплина, как минералогия мантии; она объединяет результаты экспериментов в области физической химии минералов мантии (особенно при высоких давлениях и температурах) с интерпретацией основных полевых наблюдений.

3. Была развита аналитическая методика решения обратных задач, позволяющая использовать совокупность неполных и неточных данных. При этом определяют некоторые средние свойства модели Земли, согласующиеся с имеющимися данными. Можно также определить разрешающую способность данных, т. е. пределы, в которых они усредняют модель.

Усовершенствованная техника анализа данных, особенно с помощью ЭВМ, вместе с широким сбором полевых материалов и фундаментальными исследованиями физических свойств вещества мантии, несомненно, создали основу для изучения динамики земных недр, т. е. для определения движущих механизмов, обуславливающих мобильность внешних слоев Земли.

4. Были уточнены скоростные разрезы верхней мантии. Обнаружены горизонтальные неоднородности, проникающие вглубь вплоть до подошвы астеносферы. Это указывает, что и литосфера, и астеносфера играют большую согласованную роль в геологических явлениях на поверхности. Кору нельзя рассматривать отдельно от мантии. Различные термодинамические, а также химические условия, по-видимому, определяют тип пород, залегающих близ поверхности. Корни этой взаимосвязи, очевидно, уходят глубоко внутрь Земли.

5. Работы по Проекту верхней мантии дали результаты, многообещающие для поисков полезных ископаемых. Возросшее понимание процессов, происходящих в Земле, позволяет уже сейчас сделать некоторые общие прогнозы о вероятности землетрясений и вулканических извержений. Появилась надежда, что эти прогнозы станут более точными и даже, может быть, позволят в какой-то мере бороться с этими бедствиями.

В то же время обнаружение металлов на дне моря и резервуаров металлогенических горячих растворов в глубоких бассейнах, а также расшифровка процессов образования шельфов, содержащих подводные месторождения нефти, предоставляют огромные возможности для разведки полезных ископаемых. Если континенты действительно двигались, то при поисках месторождений эвапоритов, нефти и угля следует учитывать, на каких широтах находились эти месторождения во время их формирования.

## ВЫВОДЫ

С точки зрения некоторых наблюдателей, время осуществления Проекта верхней мантии было выбрано случайно. С точки зрения других, многие из причин, которые привели в начале 50-х годов к объявлению Международно-

го геофизического года, и весьма успешный опыт его проведения были теми факторами, которые в 1960 г. явно указали, что пришло время новых крупных международных работ, посвященных твердой Земле. Мы не ставим в заслугу Комитету по Проекту верхней мантии все те ценные достижения в изучении твердой Земли, к которым пришли ученые в период работ по Проекту. Однако Комитет активно и успешно поддерживал перспективные исследования. Специальные симпозиумы по Проекту верхней мантии, конференции по планированию и исследовательские группы, безусловно, способствовали разработке полезных планов и упрочили международные связи между исследователями твердой Земли. Мы считаем, что одно это уже оправдывает Проект верхней мантии.

Более того, период работ по Проекту верхней мантии ознаменовался исключительным сочетанием достижений, обусловивших переворот в науках о Земле. Это послужило большой наградой участникам Проекта верхней мантии и заложило прочные основы будущего изучения динамики земных недр.

*Бюро Комитета*

*В. Белоусов, председатель*

*К. Вадати*

*Л. Капуно*

*Л. Кнопов, генеральный секретарь*

*С. Ранкорн*

*А. Рингвуд*

*Дж. Харрисон*

7 февраля 1972 г.

# НАЧАЛЬНЫЙ ЭТАП ЭВОЛЮЦИИ КОНТИНЕНТОВ

*Дж. Уэтерил*

(Отделение наук о планетах и космосе,  
Калифорнийский университет, Лос-Анджелес)

Исследования Луны, выполненные по проекту «Аполлон», позволили уточнить раннюю историю этой планеты. Термическая эволюция Луны была связана в первую очередь с фракционной дифференциацией ее внешней оболочки за счет энергии аккреции, а затем с последовательным формированием базальтов лунных морей в ходе радиоактивного разогрева границы между дифференцированной и недифференцированной областями.

Использование той же модели термической истории применительно к Земле означает, что вначале вся она была расплавлена и геохимически дифференцировалась на фракции. Данные по геологии и геохронологии древнейших пород свидетельствуют о том, что остывание Земли, достаточное для образования обширных районов устойчивой коры, произошло не ранее 3400 млн. лет назад. Именно поэтому мы почти не встречаем более древних пород.

Такие же рассуждения приводят к выводу, что существует класс планет с массой, промежуточной между лунной и земной; к их числу, возможно, относится Марс. На этих планетах магматическая деятельность менее активна, чем на Земле или Луне. Магматизм же других планет (вероятно, и Венеры) напоминает магматизм Земли на ранних этапах ее истории.

## ВВЕДЕНИЕ

После работы Паттерсона [35] было установлено, что возраст Земли ( $4600 \pm 100$  млн. лет) намного превышает возраст древнейших датированных пород (около 2800 млн. лет) земного происхождения (см., например, сводку Аренса [1]). В то время еще казалось, что будет обнаружен большой объем более древних пород, но сейчас это представляется менее вероятным.

Разработка и широкое применение современных геохронологических методов позволили за последние 15 лет подробно изучить докембрийские породы. Сейчас мы можем отличить сравнительно молодые (т. е. порядка 1 млрд. лет) комплексы гранитного фундамента от подлинно древних (старше 2800 млн. лет) пород, тогда как раньше их «сваливали в одну кучу» под названием архейских. Однако в результате всех обширных геохронологических исследований границу возраста древнейших пород удалось отодвинуть (за единственным исключением) лишь до 3400 млн. лет, причем нам известно лишь немного надежно датированных местонахождений пород этого возраста. Очевидно, что скудость местонахождений древних пород — факт, требующий объяснения.

Вот некоторые из гипотез, претендующих на такое объяснение:

1. Вассербург [52] выдвинул идею, согласно которой возраст древнейших пород соответствует так называемому «стационарному возрасту», характеризующему просто среднюю скорость выветривания, в ходе которого обычные геологические процессы устраняют следы геологических событий прошлого.

2. Земля сформировалась как холодное тело, медленно разогревавшееся за счет распада долгоживущих радиоактивных элементов. Около 3500 млн. лет назад началось ее плавление. Концентрация железа в ее центре высвободила дополнительную энергию, достаточную для геохимической дифференциации, приведшей к разделению Земли на кору, мантию и ядро. Поэтому древнейшие породы коры должны быть моложе указанной эпохи.

3. 3500 млн. лет назад произошел захват Луны. В результате приливного взаимодействия между Землей и Луной, находившимися тогда близко друг от друга, могло высвободиться количество энергии, достаточное для того, чтобы в глубинах Земли оказались уничтоженными геологические летописи предыдущих эпох.

4. Земля формировалась при высокой температуре и лишь 3500 млн. лет назад остыла настолько, что появилась возможность образования обширной и стабильной коры.

Изучение образцов пород, доставленных с Луны за последние годы, а также геофизические наблюдения Луны впервые позволили получить представление о ранней истории нашей планеты. Хотя эти данные и не полны, они достаточны, чтобы мы по-новому взглянули на историю Земли и других планет Солнечной системы.

В настоящей работе рассматриваются данные, относящиеся к земным породам, обсуждается история Луны по результатам ее непосредственного изучения, а затем в свете этих новых сведений интерпретируются данные о земных породах. В связи с этим будут сделаны и некоторые выводы о том, что может нас ожидать на других планетах.

### ДРЕВНЕЙШИЕ ПОРОДЫ ЗЕМНОЙ КОРЫ

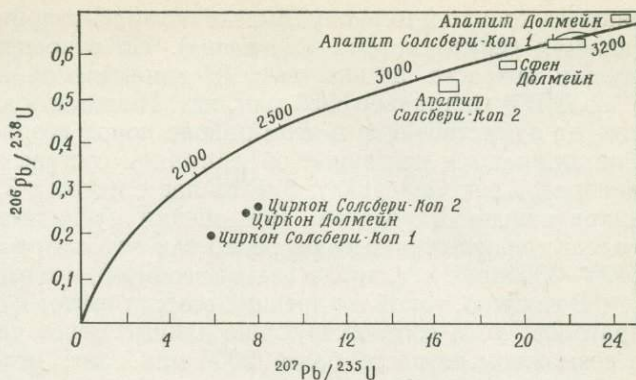
На каждом континенте имеются обширные территории (порядка  $10^6$  км<sup>2</sup>), которые повсеместно подстилаются изверженными и метаморфическими породами возраста более 2400 млн. лет. Типичный возраст этих пород 2600—2800 млн. лет. На долю таких территорий приходится около 5% суши [24], причем в пределах многих из них выделены меньшие по площади области, где возраст пород достигает, согласно измерениям, 3900 млн. лет.

Такие территории древнего происхождения ( $>2400$  млн. лет) удобно называть *кратонами*, хотя данному термину придают порой иное толкование, что может привести к недоразумениям. Считается, что кратоны представляют собой стабильные области, которые, по существу, не подвергались перестройке в ходе последующих тектонических движений. Это не всегда так: например, породы возраста 2700 млн. лет в штатах Вайоминг и Монтана приурочены к той части Северной Америки, которая глубоко затронута молодыми тектоническими движениями, предположительно обусловленными надвиганием плиты Северная Америка — Западная Атлантика на Восточно-Тихоокеанскую плиту. Кроме того, кратоны, приуроченные к краевым областям современных континентов, испытывают воздействие тектонических процессов, характерных для этих областей (формирование океанических желобов и зон подвигания (субдукции), столкновение континентальных блоков литосферы). Было ли современное расположение кратонов характерно и для геологического прошлого. Это зависит от того, действительно ли Гондвана и Лавразия представляли собой единые сверхконтиненты до их сравнительно недавнего распада в мезозое. То обстоятельство, что кратоны часто окружены мобильными поясами, которые ненамного моложе их (примерно 2000 млн. лет), а не породами любого возраста, наводит на мысль, что кратоны (во всяком случае иногда) были как-то защищены от тектонической перестройки, хотя точный характер этой «защиты» пока не ясен.

В нескольких случаях в пределах кратонов довольно надежно датированы породы возраста более 3000 млн. лет. Вместе с тем удалось показать, что по крайней мере некоторые данные о местонахождении пород возраста более 2800 млн. лет неверны. В то же время имеются многочисленные свидетельства тектонических деформаций, которым эти древние породы подверглись позднее (около 2700 млн. лет назад); вполне возможно, что более поздние движения совершенно стерли признаки древнего возраста пород.

Вероятно, наиболее достоверные данные о существовании и характере пород возраста более 3000 млн. лет получены в пределах нагорья Барбертон на границе между Трансваалем и Свазилендом, Южная Африка. Эти

Фиг. 1. Диаграмма конкордии, построенная по данным измерений изотопного отношения U и Pb для минералов из южноафриканских гранитов возраста около 3250 млн. лет [29].



древнейшие породы представлены слабо метаморфизованными континентальными зеленокаменными породами вулканического и осадочного происхождения и по своей литологии и химическому составу имеют много общего с зеленокаменными породами, выявленными в кратонах других континентов. Слоистые толщи рассматриваемой группы подразделяются на систему Свазиленд и перекрывающую ее систему Мади. В свою очередь система Свазиленд состоит из преимущественно вулканической серии Онвервахт, перекрытой осадочной серией Фиг-Три. Все эти толщи окружены и пронизаны крупными гранитными массивами; возраст некоторых массивов удалось определить.

Возраст, полученный для постсвазилендских пегматитов Кубута (2920 млн. лет [28, 3])<sup>1</sup>, подкрепляет геологические данные о древнем возрасте системы Свазиленд. Первые четкие доказательства того, что большая часть свазилендских пород имеет возраст более 3000 млн. лет, приведены Олсопом и др. [5]. Согласно этой работе, Rb-Sr-метод дает для породы в целом возраст 3070 млн. лет. Это относится к гранитам G-4 (по номенклатуре Хантера [23]), т. е. к сравнительно молодым гранитным интрузиям в постсвазилендских гнейсах и мигматитах. Эта оценка сделана всего по четырем образцам, но они очень богаты радиоактивным стронцием, и данные точно ложатся на кривую изохрон.

Остхюзен [29] тщательно изучил геохронологию гранитных пород системы Трансвааль, более молодой, чем системы Свазиленд и Мади. Наибольший интерес представляют сведения по изотопному составу U и Pb в цирконе, сфене и апатите. На фиг. 1 приведены данные, относящиеся к двум местам — Солсбери-Коп и Долмейн. Как и обычно, оценки возраста по отношению U/Pb для этих минералов разноречивы. Тем не менее при графическом представлении данных анализа [53] они лучше всего согласуются с возрастом около 3250 млн. лет при условии, что на каком-то этапе своей истории эти минералы теряли свинец. Отсюда следует, что граниты и зеленокаменные пояса с интрузиями гранитов имеют по крайней мере такой же, а возможно, и больший возраст. Остхюзен получил аналогичное значение возраста по отношению U/Pb и для других гранитов этого района. Правда, Rb-Sr-метод дает для этих гранитов несколько меньший возраст (2990 млн. лет). Вместе с тем для гранитов, обнажающихся в 300 км восточнее упомянутых, близ Йоганнесбурга, Олсоп [4] получил хорошее соответствие с возрастом, определенным по Rb-Sr-методу для породы в целом (3200 млн. лет). Это еще один довод в пользу существования гранитов примерно такого возраста в описываемом районе.

Точный возраст более древних зеленокаменных пород менее ясен. Ван Никерк и Бургер [47] опубликовали данные об изотопном составе, относя-

<sup>1</sup> Эти данные, как и все приведенные здесь оценки, опирающиеся на отношение Rb/Sr, рассчитаны исходя из постоянной распада  $1,39 \cdot 10^{-11}$ /год.

сущие только к циркону, выделенному из кварцевых порфиров Онвервахт (нижняя серия системы Свазиленд). По отношению U/Pb согласованной оценки возраста не получается; минимальное значение (по отношению  $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$ ) составляет 3360 млн. лет. Имеются и другие оценки, указывающие на существование в этом районе пород возраста 3400—3500 млн. лет. Они опираются на данные об изотопном составе свинца из 1) сульфидных минералов лав Онвервахт; 2) этих лав в целом и 3) галенитов золотых рудников района Барбертон. Все оценки существенно зависят от принятой модели радиоактивного распада, так что возраст зеленокаменных пород 3400—3500 млн. лет, хотя и весьма вероятен, все еще нуждается в уточнении.

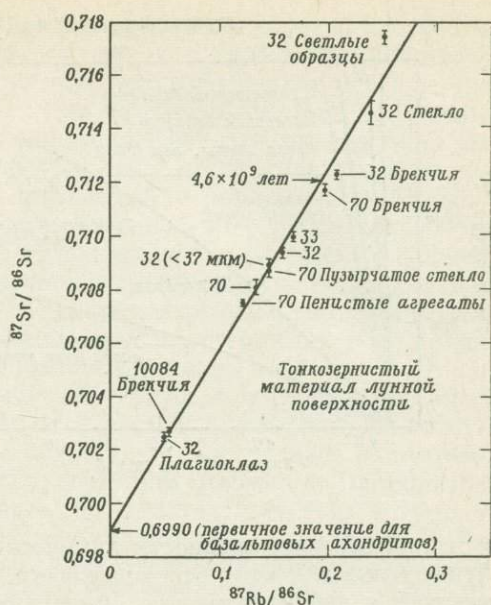
Возможно, такой же древний возраст имеют и отдельные районы других кратонов, хотя соответствующие данные менее ясны. Имеются сообщения о возможном возрасте более 3000 млн. лет, относящиеся к Алданскому и Фенноскандинавскому щитам, а также к западной Австралии, Индии и Антарктиде. В ряде случаев оценки опираются на данные о содержании в минералах свинца и, таким образом, зависят от принятой модели распада; нередко методика измерений и неясная геологическая обстановка не позволяют с определенностью говорить о возрасте, превышающем 3000 млн. лет. Нигде данные не отличались такой полнотой, как в случае африканских измерений.

Несколько озадачивают результаты измерений [возраста древнейших пород Северной Америки. На Канадском щите имеется много выходов пород зеленокаменного пояса, напоминающих аналогичные местонахождения на других континентах; проведено довольно много геохронологических измерений, особенно в гранитных интрузиях, пронизывающих эти метаморфизованные и вулканогенные породы. Тем не менее ни разу не удалось обнаружить породы древнее 2800 млн. лет, невзирая на многочисленные поиски и тщательные измерения. В то же время Голдич и др. [16] сообщили о гранито-гнейсах возраста 3550 млн. лет, обнажающихся в долине реки Миннесота, где отсутствуют четкие данные о наличии зеленокаменных пород. Правда, отсутствие хороших обнажений не позволяет нарисовать геологическую картину данного района в целом. Лучшие свидетельства в пользу такого древнего возраста дают измерения изотопного состава цирконов; полученные значения располагаются на диаграмме на прямой линии в диапазоне от 1850 до 3550 млн. лет. Столь большая цифра для нижнего конца прямой сама по себе довольно необычна, что, однако, не дает оснований отбросить эти значения. Фактически это вполне закономерно, если учесть известные тектонические процессы, происходившие в описываемой части континента около 1850 млн. лет назад.

Имеются сообщения о возрасте 3800 млн. лет по отношению Rb/Sr для породы в целом, однако они неубедительны, поскольку данные не согласуются друг с другом и не позволяют определить изохрону. Недавно Блэк и др. [9] сообщили о, по-видимому, доказанном возрасте пород западной Гренландии, равном  $3980 \pm 170$  млн. лет. В целом в упомянутых районах нужно провести дополнительные исследования, чтобы либо подкрепить, либо опровергнуть эту оценку, которая могла бы указать на возраст древнейших сохранившихся континентальных пород.

### ТЕРМИЧЕСКАЯ ИСТОРИЯ ЛУНЫ

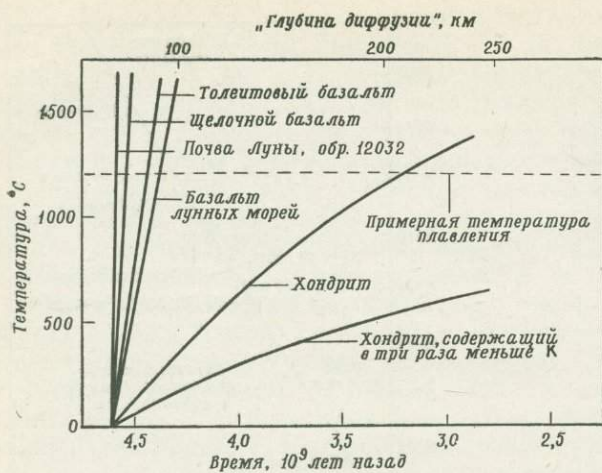
Изучение Луны по программе «Аполлон» дало нам в последние годы обширные сведения о раннем этапе ее истории. В свою очередь это позволяет намного точнее судить о начальной эволюции Земли. В частности, появились основания для вывода, что скудость местонахождений континентальных пород древнее 3400 млн. лет объясняется формированием Земли в условиях высоких температур: должно было пройти примерно 1200 млн. лет, прежде чем Земля остыла настолько, что появилась возможность длительного существования обширных и стабильных массивов литосферы.



Фиг. 2. Диаграмма эволюции Sr по измерениям образцов почвы, доставленных кораблями «Аполлон-11» и «Аполлон-12».

Данные указывают на повышенное содержание Rb относительно Sr в первичной Луне.

Измерения содержания Rb и Sr в лунных образцах, а также изотопного состава Sr показали, что уже 4600 млн. лет назад, т. е. фактически сразу же после образования Луны и Солнечной системы, произошла существенная фракционная дифференциация Rb по отношению к Sr. Этот факт впервые был установлен Папанастасиу и Вассербургом [32, 33]; в нем легко убедиться, если нанести на диаграмму эволюции Sr (фиг. 2) результаты анализа образцов лунной почвы. Все данные кораблей «Аполлон» очень близки к прямой, соответствующей изохроне 4600 млн. лет. Отношение  $^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$  для этих образцов составляет в среднем 0,15, что существенно (раз в десять) выше, чем для лунных базальтов, судя по первичному отношению  $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$  для базальтов. Факт ранней дифференциации Луны подтверждают аналогичные анализы резко дифференцированной лунной брекчии (образец 12013 [8]) и пород, доставленных «Аполлоном-14» [22], а также измерения отношения U/Pb. В совокупности имеющиеся данные указывают, что Луна испытала существенную фракционную дифференциацию сразу после образования, в результате чего относительное содержание определенных элементов в ее поверхностном слое возросло в 10—100 раз. При любых допустимых концентрациях долгоживущих радиоактивных элементов Луна не могла бы столь быстро разогреться и соответственно испытать фракционную дифференциацию. Ниже будет показано, что общая радиоактивность Луны едва ли столь высока, как радиоактивность хондритовых метеоритов или Солнца; вместе с тем, как свидетельствуют графики фиг. 3, при той же концентрации радиоактивных элементов, что и в хондритах, потребовалось бы 1500 млн. лет, чтобы Луна разогрелась до плавления. Выдвигались предположения и о некоторых других источниках тепла, например, о распаде короткоживущего изотопа  $^{26}\text{Al}$ , а также об электрической индукции; все эти предположения требуют большой активности Солнца до его выхода на главную последовательность (Герцшпрунга — Рессела) и притом как раз в надлежащий период процесса формирования планет. Какие-либо прямые данные или убедительные доводы в пользу эффективного влияния таких источников энергии отсутствуют. Фактически отсутствие избытка изотопов  $^{26}\text{Mg}$  в метеоритах, образовавшихся в тот же период истории Солнечной системы, является доводом против такой гипотезы. Более того, оба указанных фактора должны были способствовать максимальному разогреву Луны в ее ядре, что противоречит данным измерения электропроводности ее глубин [43]. Устранить это противоречие могли бы только специальные допущения



Фиг. 3. Увеличение температуры, обусловленное различным содержанием радиоактивных элементов в типичных горных породах на ранних этапах эволюции Солнечной системы.

Верхняя ось абсцисс (глубина диффузии) указывает, на какую глубину распространялся разогрев за время, соответствующее нижней оси абсцисс. Так, первично горячей (расплавленной) области глубиной 100 км соответствует время до  $4,3 \cdot 10^9$  лет назад, а слой глубиной 200 км не начнет остывать вплоть до  $3,4 \cdot 10^9$  лет назад. Таким образом, слой мощностью 50 км со средней радиоактивности, соответствующей радиоактивности базальтов лунных морей, не может поддерживать на ранних этапах лунной истории температуру выше  $700^\circ\text{C}$ , между тем как аналогичный слой щелочных базальтов мог поддерживать у своей подошвы температуру выше точки плавления.

о первичной неоднородности химического состава или электропроводности Луны. Таким образом, вероятнее всего, что источником тепла, обеспечившим разогрев и дифференциацию Луны в самом начале ее развития, являлась гравитационная энергия, выделявшаяся в ходе аккреции этой планеты.

Для того чтобы аккреция могла обеспечить достаточно сильный разогрев Луны, этот процесс должен был бы продолжаться около  $10^3$  лет. В течение этого интервала времени тепло может распространиться в силикатных породах (до начала их плавления) на глубину примерно 200 м. Таким образом, диффузией тепла в глубь Луны в течение фазы аккреции можно пренебречь; первичное распределение температур на Луне было, по-видимому, неоднородным: наиболее высокие температуры отмечались вблизи ее поверхности, а наиболее низкие — в ее центре.

Детали процесса аккреции не известны. Можно полагать, что вначале его скорость пропорциональна площади поверхности, на которую падают тела из космоса. Со временем эффективная площадь Луны будет возрастать под влиянием ее гравитационного поля. По мере приближения конца фазы аккреции поступление материи будет уменьшаться, замедляя аккрецию; вместе с тем тела, сталкивающиеся с Луной, могут обладать большей кинетической энергией, чем та, которую обеспечивает гравитационное поле Луны, а это приводит к увеличению количества тепла, выделяющегося на единицу присоединяемой к Луне массы. Допуская, что темп аккреции пропорционален площади, на которую она распространяется, мы можем написать следующее уравнение для первичной температуры Луны  $T$  на расстоянии  $r$  от ее центра:

$$\frac{\sigma\tau}{\rho R} T^4 + c(T - T_0) = \frac{GM(r)}{r}, \quad (1)$$

где  $T_0$  — начальная температура аккрецируемых тел;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $\tau$  — продолжительность фазы аккреции Луны;  $\rho$  — плотность;  $R$  — конечный радиус Луны;  $c$  — удельная теплоемкость;  $G$  — гравитационная постоянная;  $M$  — масса Луны за пределами радиуса  $r$ .

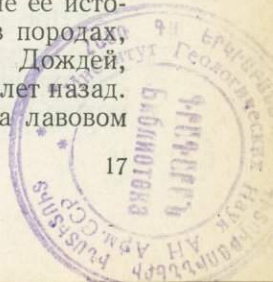
Подставляя соответствующие численные значения параметров в это уравнение, мы получим, что температура у поверхности Луны будет равна около 1500 К при длительности фазы аккреции 1000 лет. Можно ожидать, что при достижении точки плавления произойдет перемешивание вещества в поверхностной области под влиянием частичного плавления и гравитационной дифференциации; в результате над уровнем, где впервые началось плавление, установится примерно одинаковая температура.

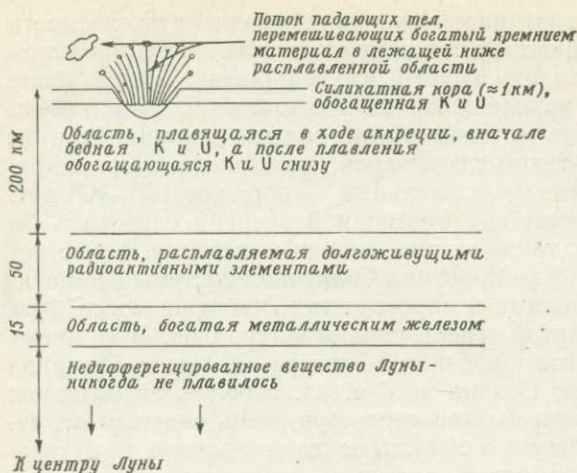
1000 лет представляется чрезвычайно коротким сроком для полного завершения аккреции Луны, однако, быть может, он не является недопусти-

мо коротким. Длительность рассматриваемого процесса зависит от плотности распределения в окружающем пространстве пригодного для аккреции мелкозернистого материала. Если исходить из того, что современная масса Земли была распределена в области, находящейся на расстоянии 0,95—1,5 а. ед. от Солнца, то средняя плотность материи в этой области должна была бы составлять около  $10^{-10}$  г/см<sup>3</sup>; в таком случае срок, необходимый для аккреции Земли и Луны, был бы весьма длительным — порядка  $10^7$ — $10^8$  лет. В этом случае разогревом за счет гравитационной энергии следовало бы пренебречь. Однако, возможно, такая модель аккреции неверна. У нас нет оснований считать, что в эпоху формирования Солнечной системы насыщенность пространства планетезималиями в окрестностях Земли не могла быть такой же, как и в области, занятой теперь поясом астероидов. В то время материал, оставшийся после формирования Юпитера, а также материал пояса астероидов, удаленный от Солнца на 4 а. ед. и более, и материал в просвете Кирквуда 2 : 1 должен был подвергаться очень сильным возмущающим влияниям Юпитера. Оттуда в область пояса астероидов и внутренних планет Солнечной системы могло поступать множество метеоритов по орбитам, аналогичным современным, но с интенсивностью примерно в  $10^7$  раз большей.

В настоящее время длительность жизни планетезимали (до ее разрушения) диаметром 1 м составляет около  $10^7$  лет, а для тела размером 10 км — около  $10^9$  лет. Если принять указанное допущение о большой интенсивности потока метеоритов после формирования Юпитера, то указанные значения уменьшились бы примерно в  $10^7$  раз, т. е. до 1 года и 100 лет соответственно. Это повлекло бы за собой два следствия. Прежде всего в области внутренних планет Солнечной системы должны были бы появиться сравнительно большие планетезимали, или зачаточные планеты (размером около 10 км), если только дальнейшая аккреция вообще могла еще происходить. Кроме того, в поясе астероидов создавалось бы огромное количество мелкого обломочного материала, который (в случае, если бы он мог попасть в область Земли и Луны) способствовал бы быстрому разрастанию любой зачаточной планеты, размеры которой позволяли бы ей выдержать бомбардировку метеоритами. Конкретный механизм такого переноса обломков в сторону Солнца неясен. Их могли увлекать за собой летучие вещества, падающие на Солнце и формирующие его; при этом вязкое рассеивание этих веществ могло бы обеспечить эффективный механизм отдачи энергии. Во всяком случае, если принять такой гипотетический перенос огромного количества материала (сотни масс Земли) в область внутренних планет Солнечной системы, то следует коренным образом изменить упомянутую выше модель аккреции Земли и Луны за счет простого «выметания» метеоритных тел из этой части Солнечной системы (исходя из массы, наблюдаемой там сейчас). Очевидно, что ключевой вопрос всей проблемы — время и скорость формирования Юпитера. Пока на него не будет получен ответ, представляется преждевременным решать, исходя из априорных соображений, может ли гравитационная аккреция Земли и Луны произойти за 1000 лет или нет. Кроме того, не исключено, что на завершающем этапе аккреции Луны темп выделения гравитационной энергии мог увеличиться за счет тел, движущихся с большой скоростью. И действительно, на единицу массы тела, движущегося с относительной скоростью 25 км/с, приходится более чем в 100 раз больше кинетической энергии, чем на единицу массы тела, начальная скорость которого мала по сравнению со второй космической скоростью Луны.

Имеющиеся данные не позволяют высказать определенное суждение о возможности интенсивной бомбардировки Луны на раннем этапе ее истории телами с высокой скоростью. Измерения отношения Rb/Sr в породах, доставленных «Аполлоном-14», позволяют считать, что море Дождей, образовавшееся при столкновении с метеоритом, возникло  $3,9 \cdot 10^9$  лет назад. Море Восток едва ли древнее, а измерения густоты кратеров на лавовом





Фиг. 4. Предлагаемая модель термической истории Луны.

Верхние  $\sim 200$  км к моменту формирования Луны были дифференцированы. В дальнейшем радиоактивный распад поддерживал нижнюю часть этой области в расплавленном состоянии и она несколько обогащалась радиоактивными элементами, поступавшими снизу (с этим временем связано образование богатых калием базальтов, обнаруженных «Аполлоном-11»). Вероятно, металлическое железо и другие тяжелые минералы погрузились к подошве расплавленной области Луны. Остальная, более глубокая часть Луны никогда не плавилась, и ее отличие от среднего состава вещества Солнечной системы определялось лишь дифференциацией в первичной туманности и аккрецией.

плато этого района показывают, что поток метеоритов был там в 10 раз интенсивнее, чем на месте стоянки «Аполлона-11» в море Спокойствия, возраст которого датируется  $3,6 \cdot 10^9$  лет. Отсюда можно сделать вывод, что интенсивность потока метеоритных тел в течение этого периода лунной истории сокращалась вдвое примерно за  $10^8$  лет. Если проэкстраполировать такой темп спада до момента образования Луны  $4,6 \cdot 10^9$  лет назад, то получится, что крайнее значение интенсивности потока тел высокой энергии примерно в 1000 раз превышает величину, согласующуюся с плотностью кратеров на плато южного полушария Луны. Если такие тела были подобны кометам, то они доставляли много летучих веществ, но существенного разогрева не могли обеспечить: соответствующая энергия лишь в  $10^3$ — $10^5$  больше потока тепла, поступающего сейчас на единицу поверхности Земли извне, и, таким образом, сопоставима с потоком тепла из глубин Земли, но гораздо меньше потока солнечной энергии.

Однако неясно, насколько надежна предложенная экстраполяция. Если тела, при столкновении с которыми образовались море Дождей и море Восток, двигались по орбитам, пересекающим пояс астероидов, где динамическая продолжительность жизни (срок, в течение которого поток тел сокращается вдвое) составляет около  $10^8$  лет, то необходимо ввести в этот срок поправку на разрушение при столкновении с более мелкими телами, движущимися по аналогичным орбитам. Современная оценка прочности подобных тел, а также теория столкновений астероидов позволяют предположить, что в течение первых сотен миллионов лет истории Солнечной системы пространственная плотность распределения этих тел была столь велика, что их разрушение при столкновении могло стать преобладающим фактором. Поэтому динамическая продолжительность жизни могла быть для них гораздо меньше, порядка  $10^6$ — $10^7$  лет, и соответственно крайнее значение потока тел высокой энергии было гораздо больше. Ввиду указанной неопределенности вопрос о роли, которую на завершающем этапе аккреции Луны играет падение тел с большой кинетической энергией, остается открытым.

Любая модель термической истории Луны должна удовлетворять еще двум важным условиям. Во-первых, в настоящее время температура центральной области Луны ниже точки плавления. На это указывают проведенные Сонеттом и др. [43] измерения электропроводности глубинных зон Луны, а также ее отклонение от фигуры равновесия. Во-вторых, генерация тепла в глубинах Луны должна была бы быть достаточно велика, чтобы  $3,25 \cdot 10^9$  лет назад могли образоваться базальты, обнаруженные на стоянке «Аполлона-12» в океане Бурь. С учетом этих двух дополнительных ограничений термическую модель Луны и соответствующую ей термическую историю можно схематически представить в следующем виде (фиг. 4) (приводимый

ниже перечень основных этапов эволюции Луны по существу соответствует представлениям Папанастасиу и Вассербурга [33] и ряда других авторов (например, [21]):

1. Аккреция за счет вещества с низкой радиоактивностью, т. е. вещества, содержащего в 3 раза меньше калия, чем хондриты.

2. Обусловленный аккрецией гравитационный разогрев приводит к плавлению на глубине около 200 км от современной (соответствующей окончанию аккреции) поверхности.

3. Расплав обогащает поверхностный слой радиоактивными элементами. В конце фазы аккреции плавление распространяется на всю область до глубины  $\sim 200$  км. В подошве расплавленной зоны осуществляется частичная фракционная дифференциация минералов; оставшиеся ниже твердые породы теряют часть радиоактивных элементов.

4. Излучение с поверхности приводит к затвердеванию силикатов по мере того, как поток энергии от падающих на Луну тел снижается; образуется устойчивая кора.

5. Расплавленная зона затвердевает спустя примерно  $2 \cdot 10^8$  лет; область фракционной дифференциации у ее подошвы сохраняет температуру плавления в течение  $\sim 10^9$  лет.

6. Лежащая ниже твердая область медленно разогревается за счет радиоактивного распада; у ее кровли сохраняется температура плавления. Частично расплавленные минералы, обогащенные К и U, переходят в выше лежащую зону. В конечном счете значительная часть области фракционной дифференциации, местами вновь обогащенной радиоактивными элементами, плавится и подымается к поверхности, образуя базальты лунных морей.

7. Распад  $^{235}\text{U}$  и  $^{40}\text{K}$  завершился  $\sim 3 \cdot 10^9$  лет назад. Глубинная область никогда не была горячей и температура здесь никогда не достигала точки плавления.

#### ЗНАЧЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ДЛЯ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РАННЕЙ ИСТОРИИ ЗЕМЛИ

Предложенная модель термической истории Луны, в которой существенную роль играет ее гравитационный разогрев, обусловленный быстрой аккрецией, вносит очевидные поправки в наши представления о термической истории Земли.

Если исходить из того, что аккреция Земли и Луны происходила в одной и той же области Солнечной системы, то оказывается возможным оценить первичное (в момент завершения аккреции) распределение температур в Земле. Длительность периода аккреции для Земли, очевидно, будет в этом случае иметь тот же порядок, что и для Луны. Если скорость аккреции пропорциональна поверхности разрастающегося тела, то его радиус будет линейно возрастать во времени. Применительно к Земле это означает, что длительность периода ее аккреции в четыре раза больше, чем у Луны. Однако следует учесть, что для аккреции существен не фактический радиус тела  $R$ , а так называемый гравитационный радиус  $r_g$ :

$$r_g = R \sqrt{1 + U_e^2 / U_b^2}, \quad (2)$$

где  $U_e$  — вторая космическая скорость рассматриваемой планеты;  $U_b$  — скорость падающих на нее тел относительно ее центра. Поскольку  $U_e$  тоже возрастает с увеличением  $R$ , то на завершающих этапах аккреции Земли этот процесс резко ускоряется. Поэтому допущение о том, что Земля и Луна как бы «соревнуются» в завершении аккреции, проходя эту фазу своей эволюции по существу за одно и то же время, представляется приемлемым.

Учитывая сказанное, можно считать, что обусловленное аккрецией плавление Земли также началось в тот момент, когда ее радиус составлял около 1500 км. Тогда из уравнения (1) следует, что при завершении аккре-

ции Земли температура на уровне ее конечного радиуса (6400 км) составляла около 20 000 К. Фактически, вероятно, разогрев не был столь сильным, так как по достижении температуры плавления пород должно было происходить их интенсивное перемешивание, а такой процесс направлен на установление во всем теле сравнительно равномерного распределения температуры, которая могла составлять около 6000 К. Такая чрезвычайно высокая температура достаточна, чтобы расплавить всю Землю целиком, так что в отличие от Луны на Земле могло не остаться области, не подвергавшейся дифференциации. Процесс химической дифференциации должен был протекать очень быстро, в результате чего у поверхности должен был образоваться слой мощностью около 50 км, обогащенный радиоактивными элементами. Как показано на фиг. 3, такая толщина слоя достаточна, чтобы поддерживать у его подошвы стабильную температуру выше 1500 °С; при этом мы допускаем, что по содержанию радиоактивных элементов породы слоя сходны со щелочными базальтами. Для достижения же такого стационарного состояния требуется всего  $10^8$  лет. Фактически температура там была еще выше, если учесть поток тепла из расплавленной глубинной области. По мере остывания внешней части этой глубинной области до температуры плавления пород остывал и поверхностный слой, богатый радиоактивными элементами, и плавление пород начиналось на все большей и большей глубине. Спустя примерно  $5 \cdot 10^8$  лет истощение источников радиогенного тепла также стало существенным фактором, способствующим снижению температуры вблизи поверхности.

В настоящее время на Земле плавление начинается с глубины около 100 км. По-видимому, на этой глубине породы достаточно пластичны, чтобы оказались возможными крупномасштабные горизонтальные движения плит вышележащей литосферы. Снова исходя из того, что генерация тепла в литосфере в среднем соответствует радиоактивности щелочных базальтов, мы получим, что  $3,5 \cdot 10^9$  лет назад генерация тепла была втрое выше; представляется вполне правдоподобным, что уровень, на котором начинается плавление пород, находился тогда на глубине 30 км.

Геологические исследования пород зеленокаменных поясов дали дополнительные основания считать, что такие пояса представляют собой остатки небольших, тонких и нестабильных плит литосферы того времени. Подобные тонкие плиты особенно подвержены раскалыванию вдоль рифтовых зон и последующему уничтожению в ходе поддвижения (субдукции) в глубинную область плавления пород; в равной мере они испытывали бомбардировку планетезиолями, сходными с теми, какими были созданы лунные моря. Процесс формирования и разрушения тонких плит, вероятно, был характерен для первых  $\sim 10^9$  лет истории Земли. После этого в связи с уменьшением генерации тепла вследствие распада изотопов  $^{40}\text{K}$  и  $^{235}\text{U}$  оказалось возможным наращивание более мощных сиалических блоков, способных в большей мере противостоять указанным процессам разрушения и оставаться «наплаву»; прилегающие к ним области, аналогичные современным океаническим впадинам, продолжали принимать более активное участие в тектонических движениях.

Другие свидетельства, указывающие, что первичная геохимическая дифференциация Земли относится к раннему этапу ее истории, приводятся в работе Харта и Брукса [20] по эволюции изотопного состава Sr в мантии Земли. Проведенные измерения показывают, что отношение  $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$  для метаморфизованных вулканических архейских пород возраста 2700 млн. лет равно  $0,7017 \pm 0,0002$ , а для современных базальтов в зоне срединно-океанических хребтов —  $0,7026 \pm 0,0002$ . Допустим, исходя из анализа Луны и метеоритов, что для Земли первичное отношение  $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$  фактически было таким же, как у ахондритовых базальтовых метеоритов, т. е. было равно 0,6990. Получается, что отношение  $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$  для базальтов возросло на 0,0027 за первые 1900 млн. лет истории Земли и лишь на одну треть этой величины за все последующие 2700 млн. лет. Хотя данные и не позволяют

однозначно решить, как изменялось в мантии отношение Rb/Sr, они согласуются лишь с такими моделями эволюции, согласно которым относительное (по сравнению со Sr) удаление Rb из мантии произошло до образования большей части распространенных архейских пород, т. е. ранее 2700 млн. лет назад.

Итак, количество данных, подтверждающих, что в первые  $10^9$  лет своей истории Земля была очень горяча, все увеличивается. Этот вывод не нуждается в привлечении описанной конкретной модели аккреции Земли и Луны. Например, другая гипотеза происхождения Луны [37], исходящая из модели «выпадения в осадок», тоже рассматривает первичную Землю как полностью расплавленное тело. Поэтому, хотя древние пояса зеленокаменных пород фактически не тождественны «первичной земной коре», они представляют собой древнейшие породы коры, которые уцелели и не были затронуты активными тектоническими процессами на раннем этапе земной истории. С этой точки зрения они ближе всего подводят нас к тем «следам начала», которые нам хотелось бы найти. Более обширные и полные геологические, геохимические и геохронологические исследования этих районов позволили бы нам выйти за рамки принципа актуализма и сформулировать новую гипотезу эволюции Земли, которая во многих отношениях резко отличалась бы от тех представлений, которыми мы оперируем сейчас. Большой интерес вызывает вопрос о том, имеют ли все эти первичные блоки коры примерно одинаковый возраст. Существующие отрывочные данные позволяют считать, что не имеют и что возраст их может находиться в интервале от 3900 до 2800 млн. лет. Это обстоятельство создает ряд затруднений и не позволяет безоговорочно принять высказанные здесь соображения.

#### РАННЯЯ ИСТОРИЯ ДРУГИХ ПЛАНЕТ

Аналогичные рассуждения позволяют сделать и некоторые выводы, касающиеся тектонической истории других планет.

Рассмотрим вначале вопрос о планетах, находящихся примерно на таком же расстоянии от Солнца, как Земля и Луна; к ним относятся Марс и Венера. Планетоподобные тела, радиус которых меньше, чем у Луны (например, равен 1300 км), не в состоянии обеспечить гравитационного, обусловленного аккрецией разогрева, достаточного для достижения точки плавления; они медленно нагреваются в результате распада приблизительно равномерно распределенных в них долгоживущих радиоактивных элементов. При концентрации элементов, характерной для Луны, этот источник недостаточен для обеспечения фракционной дифференциации планеты. Однако примерно за 1000 млн. лет температура может возрасти настолько, что произойдет перераспределение изотопов стронция и утечка инертных газов. Тела с такой термической историей среди метеоритов не известны; следовательно, либо в нашей Солнечной системе такой путь термической эволюции не имел места, либо мы просто не обнаружили таких тел, поскольку причины, в результате которых орбиты метеоритов пересекаются с орбитой Земли, не вполне ясны. Для планет небольшого размера наиболее эффективным должен быть разогрев за счет электромагнитной индукции [42], который мог обусловить завершение фракционной дифференциации  $4,6 \cdot 10^9$  лет назад, несмотря на незначительное поступление гравитационной энергии при аккреции.

Для планет, радиус которых больше лунного, плавление, обусловленное гравитационной энергией, охватывает еще большую часть их массы. Полное плавление наступает, когда радиус планеты достигает примерно 2500 км. В этом случае тепла, переносимого в центральную область планеты при погружении железа и высокотемпературных силикатов, уже достаточно, чтобы расплавить и обеспечить химическую дифференциацию ранее недифференцированного ядра. Радиоактивность таких планет связана с поверхностным слоем, который слишком тонок, чтобы поддерживать стационарное

плавление пород ниже его подошвы; к тому же и источники радиогенного тепла в таком слое оказываются в значительной мере исчерпанными. Температура глубинных областей поддерживается на уровне температуры плавления пород или несколько ниже; однако отсутствие источников тепла исключает существенную тектоническую или магматическую деятельность после завершения первичной дифференциации. Такой планетой, возможно, является Марс. У планет с еще большим радиусом, таких, как Венера и Земля, мощность поверхностного радиоактивного слоя достаточно велика, чтобы поддерживать высокую температуру у его подошвы. Наряду с увеличением температуры плавления пород, обусловленным давлением, и дополнительной энергией гравитационной дифференциации это позволяет поддерживать тектоническую активность в течение всей геологической истории планеты. Можно ожидать, что благодаря высокой температуре поверхности Венеры (около 500 °C) уровень начального плавления пород там ближе к поверхности планеты. Вполне вероятно также, что для ее тектонической активности все еще характерны низкий рельеф и «тектоника тонких плит», как это было свойственно Земле на первых этапах ее истории.

Что касается планет, находящихся на большем расстоянии от Солнца, то можно ожидать, что фаза аккреции отличается там большей продолжительностью. Так, согласно формуле, предложенной Опиком [30] для описания процесса столкновения небесных тел (либо в ее первоначальной форме, либо в форме, учитывающей столкновения на эксцентрических орбитах), вероятность столкновения обратно пропорциональна кубу расстояния от Солнца и прямо пропорциональна массе пород, находящихся на этом расстоянии на орбите.

Отсюда следует, что первичная температура тел, формирующихся в поясе астероидов, должна быть очень низка, если только там не функционирует какой-то иной (кроме аккреции) механизм разогрева. Что касается Юпитера, то большое удаление от Солнца компенсируется для него большой массой, находящейся на этом расстоянии на орбите. Поэтому продолжительность аккреции должна быть для него примерно такой же, как и для Земли, что означает чрезвычайно высокую первичную температуру этой планеты. Если аккреция спутников Юпитера, открытых Галилеем, также протекала в «соревновании» с Юпитером, то можно ожидать, что их термическая и тектоническая история аналогична истории Луны или Марса.

Меньшая масса и большая удаленность других крупных планет этой группы указывают на большую продолжительность аккреции и меньшую первичную температуру для них и их спутников. Для формирования сравнительно небольших планет, возможно, для Плутона и еще не открытых тел на периферии Солнечной системы, вполне могло потребоваться  $10^8$  лет, так что гравитационным разогревом в ходе такой аккреции можно пренебречь. При столь больших расстояниях второстепенное значение должен иметь и электрический разогрев за счет солнечного ветра; во-видимому, наибольшую роль при фракционной дифференциации таких тел играет радиоактивный разогрев.

Многие утверждения данной работы носят явно умозрительный характер. Тем не менее важно отметить уместность изучения Луны и планет для углубления наших представлений о Земле. Будем надеяться, что дальнейшие открытия позволят подвести под эту проблему гораздо более прочный фундамент.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ahrens L. J. H., Oldest Rocks Exposed, Geol. Soc. Am. Spec. Paper, 62, pp. 155—168, 1955.
2. Aldrich L. T., Wetherill G. W., Rb-Sr and K-A ages of rocks in Ontario and northern Minnesota, J. Geophys. Res., 65, pp. 337—340, 1960.
3. Aldrich L. T., Wetherill G. W., Davis G. L., Tilton G. R., Radioactive ages of micas from granitic rocks by Rb-Sr and K-A methods, Trans. Am. Geophys. Union, 39, pp. 1124—1134, 1958.

4. *Allsopp H. L.*, Rb-Sr age measurements on total rock and separated-mineral fractions from the Old Granite of the Central Transvaal, *J. Geophys. Res.*, **66**, pp. 1499—1508, 1961.
5. *Allsopp H. L.*, *Roberts H. R.*, *Schreiner G. D. L.*, *Hunter D. R.*, Rb-Sr age measurements on various Swaziland granites, *J. Geophys. Res.*, **67**, pp. 5307—5313, 1962.
6. *Anhaeusser C. R.*, *Mason R.*, *Viljoen M. J.*, *Viljoen R. P.*, A reappraisal of some aspects of Precambrian shield geology, *Bull. Geol. Soc. Am.*, **80**, pp. 2175—2200, 1969.
7. *Arnold J. R.*, The origin of meteorites as small bodies, 3, General considerations, *Astrophys. J.*, **141**, pp. 1548—1556, 1965.
8. *Asylum L.*, Mineralogic and isotopic investigations on lunar rock 12013, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **9**, pp. 137—163, 1970.
9. *Black L. P.*, *Gale N. H.*, *Moorbatn S.*, *Pankhurst R. J.*, *McGregor V. R.*, Isotopic dating of very early Precambrian amphibolite facies gneisses from the Godthaab District, West Greenland, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **12**, pp. 245—259, 1971.
10. *Cliff R. A.*, *Lee-Hu C.*, *Wetherill G. W.*, Rb-Sr and U, Th-Pb measurements on Apollo 12 material, *Proc. Apollo 12 Lunar Sci. Cong.*, Suppl. 2, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, 1971.
11. *Crawford A. R.*, Reconnaissance Rb-Sr dating of the Precambrian rocks of southern peninsular India, *J. Geol. Soc. India*, **10**, pp. 117—166, 1969.
12. *Dohnanyi J. S.*, Collisional model of asteroids and their debris, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 2531—2554, 1969.
13. *Gast P. W.*, *Kulp J. L.*, *Long L. F.*, Absolute age of early Precambrian rocks in the Bighorn Basin of Wyoming and Montana, and Southeastern Manitoba, *Trans. Am. Geophys. Union*, **39**, pp. 322—334, 1958.
14. *Gault D. E.*, Saturation and equilibrium conditions for impact craters in the Lunar Surface, *Radio Sci.*, **5**, pp. 273—291, 1970.
15. *Gault D. E.*, *Wedekind J. A.*, The destruction of tektites by micrometeoroid impacts, *J. Geophys. Res.*, **74**, 6780—6794, 1969.
16. *Goldich S. S.*, *Hedge C. E.*, *Stern T. W.*, Age of the Morton and Montevideo gneisses and related rocks, Southwestern Minnesota, *Bull. Geol. Soc. Am.*, **81**, pp. 3671—3695, 1970.
17. *Gopalan K.*, *Kaushal S.*, *Lee-Hu C.*, *Wetherill G. W.*, Rb-Sr and U, Th-Pb ages of lunar materials, *Proc. Apollo 11 Lunar Sci. Conf.*, Suppl. 1, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **2**, pp. 1195—1205, 1970.
18. *Green D. C.*, *Baadsgaard H.*, *Cumming G. L.*, Geochronology of the Yellowknife area, Northwest Territories, Canada, *Can. J. Earth Sci.*, **5**, pp. 725—735, 1968.
19. *Halpern M.*, Rb-Sr date of possibly 3 billion years for a granitic rock from Antarctica, *Sci.*, **169**, pp. 977—978, 1970.
20. *Hart S. R.*, *Brooks C.*, Rb-Sr mantle evolutionary models, *Carnegie Inst. Wash. Ann. Rep. Dep. Terr. Maz.*, 1968—1969, pp. 426—429, 1969.
21. *Iays J. F.*, Radioactive heat sources in the lunar interior, 1971.
22. *Huneke J. C.*, *Papanastassiou D. A.*, *Podosek F. A.*, *Tera F.*, *Turner G.*, *Wasserburg G. J.*, Age determinations on samples from the Apollo 14 landing site, *Proc. Seattle COSPAR Meeting, Space Research*, **XII**, 1971.
23. *Hunter D. R.*, The geology, petrology, and classification of the Swaziland granites and gneisses, *Trans. Geol. Soc. S. Afr.*, **60**, pp. 85—125, 1957.
24. *Hurley P. M.*, *Rand J. R.*, Pre-drift continental nuclei, *Sci.*, **164**, pp. 1229—1242, 1969.
25. *Leggo P. S.*, *Compston W.*, *Trendall A. F.*, Radiometric ages of some Precambrian rocks from the Northwest Division of Western Australia, *J. Geol. Soc. Aust.*, **12**, pp. 53—65, 1965.
26. *Martin H.*, Problems of age relations and structure in some metamorphic belts of southern Africa, *Geol. Assoc. Can. Spec. Pap.*, **5**, pp. 17—26, 1969.
27. *Moore J. M.*, *Hart S. P.*, *Barnett C. C.*, *Hurley P. M.*, Potassium-argon ages in northern Manitoba, *Bull. Geol. Soc. Am.*, **71**, pp. 225—230, 1960.
28. *Nicolaysen L. O.*, Age Determinations on African Pre-Cambrian Minerals, Thesis, Princeton Univ., Princeton N. J., 101 pp., 1954.
29. *Oosthuyzen E. J.*, The Geochronology of a Suite of Rocks from the granitic terrain surrounding the Barberton Mountain Land, Thesis, Univ. Witwatersrand, Johannesburg, 110 pp., 1970.
30. *Opik E. J.*, Collision probabilities with the planets and the distribution of interplanetary matter, *Proc. R. Irish Acad.*, **54A**, pp. 164—199, 1951.
31. *Osborne F. F.*, Geochronology in Canada, *R. Soc. Can. Spec. Publ. No. 8*, Univ. Toronto Press, Toronto, Ont., 156 pp., 1964.
32. *Papanastassiou D. A.*, *Wasserburg G. J.*, Rb-Sr ages from the Ocean of Storms, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **8**, pp. 269—278, 1970.
33. *Papanastassiou D. A.*, *Wasserburg G. J.*, Lunar chronology and evolution from Rb-Sr studies of Apollo 11 and 12 samples, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **11**, pp. 37—62, 1971.
34. *Papanastassiou D. A.*, *Wasserburg G. J.*, *Burnett D. S.*, Rb-Sr ages of lunar rocks from the Sea of Tranquillity, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **8**, p. 1—19, 1970.
35. *Patterson C. C.*, Age of meteorites and the earth, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **10**, pp. 230—237, 1956.

36. *Purdy J. W., York D.*, Rb-Sr whole-rock and K-Ar mineral ages of rocks from the Superior Province near Kirkland Lake, northeastern Ontario, Canada, *Can. J. Earth Sci.*, **5**, pp. 699—705, 1968.
37. *Ringwood A. E.*, Origin of the moon: The precipitation hypothesis, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **8**, pp. 131—140, 1970.
38. *Рудник В. А., Соботович Э. В., Терентьев В. М.*, Об архейском возрасте древнейших пород алданского комплекса, *ДАН СССР*, **188**, стр. 897—900, 1969.
39. *Schramm D. N., Tera F., Wasserburg G. J.*, The isotopic composition of  $^{26}\text{Mg}$  and limits on  $^{26}\text{Al}$  in the early solar system, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **10**, pp. 44—59, 1970.
40. *Silver L. T.*, Uranium-thorium-lead isotopes in some Tranquillity Base samples and their implications for lunar history, *Proc. Apollo 11 Lunar Sci. Conf., Suppl. 1*, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **2**, pp. 1533—1574, 1970.
41. *Соботович Э. В., Граценко С. М., Александрук В. М., Шац М. М.*, Определение возраста древнейших пород свинцово-изохронным и изотопно-спектральным стронциевым методом, *Изв. АН СССР, сер. геол.*, № 10, стр. 3—14, 1963.
42. *Sonett C. P., Colburn D. S.*, The principle of solar wind induced planetary dynamos, *Phys. Earth Planet. Lett.*, **1**, pp. 326—346, 1968.
43. *Sonett C. P., Smith B. F., Colburn D. S., Dyal P., Parkin C. W., Schubert G., Schwartz K.*, Lunar electrical conductivity profile, *Nature*, **230**, pp. 359—362, 1971.
44. *Stockwell C. H.*, Geochronology of stratified rocks of the Canadian Shield, *Can. J. Earth Sci.*, **5**, pp. 693—698, 1968.
45. *Tatsumoto M.*, Age of the moon: An isotopic study of U-Th-Pb systematics of Apollo 11 lunar — samples — II, *Proc. Apollo 11 Lunar Sci. Conf. Suppl. 1*, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **2**, pp. 1595—1612, 1970.
46. *Ulrych T. J., Burger A., Nicolaysen L. O.*, Least radiogenic terrestrial leads, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **2**, pp. 179—184, 1967.
47. *Van Niekerk C. B., Burger A. J.*, A note on the minimum age of the acid lava of the Onverwacht Series of the Swaziland System, *Trans. Geol. Soc. S. Afr.*, **72**, pp. 9—21, 1969.
48. *Van Schmus R.*, The geochronology of the Blind River — Bruce Mines Area, Ontario, Canada, *J. Geol.*, **75**, pp. 755—780, 1965.
49. *Wanless R. K., Stevens R. D., Lachance G. P., Rimsaite J. Y. H.*, Age determinations and geological studies: K-Ar isotope ages, Report 6, *Geol. Surv. Can., Pap.*, **65-17**, 101 pp., 1966.
50. *Wanless R. K., Stevens R. D., Lachance G. R., Edwards C. M.*, Age determinations and geological studies: K-Ar isotope ages, Report 7, *Geol. Surv. Can., Pap.*, **66-17**, 120 pp., 1967.
51. *Wanless R. K., Stevens R. D., Lachance G. R., Edwards C. M.*, Age determinations and geological studies: K-Ar isotopic ages, Report 8, *Geol. Surv. Can., Pap.*, **67-2**, Part A, 141 pp., 1968.
52. *Wasserburg G. J.*, Crustal history and Pre-Cambrian Time Scale, *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, **91**, pp. 583—594, 1961.
53. *Wetherill G. W.*, Discordant uranium — lead ages I, *Trans. Am. Geophys. Union*, **37**, pp. 320—326, 1956.
54. *Wetherill G. W.*, Collisions in the asteroid belt, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 2429—2444, 1967.
55. *Wetherill G. W.*, Relationships between orbits and sources of chondritic meteorites, in: *Millman P.*, ed., *Meteorite Research*. Reidel, Dordrecht, pp. 573—589, 1969.
56. *Wood J. A.*, Thermal history and early magmatism in the moon (работа не опубликована).

# МАГМАТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ КАК ОСНОВНОЙ ПРОЦЕСС ХИМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЗЕМНОЙ КОРЫ И МАНТИИ

*Д. Грин*

(Геофизический и геохимический факультет,  
Австралийский национальный университет, Канберра, Австралия)

Гипотезы дрейфа континентов или тектоники плит предполагают формирование новой океанической коры в районах подводных океанических хребтов и последующую эволюцию в направлении образования коры континентального типа в районах островных дуг и орогенических поясов. Вулканизм — главный процесс, в ходе которого химическая дифференциация, обусловленная частично плавлением первичных перidotитов верхней мантии, приводит к созданию прежде всего базальтовой океанической коры и на второй, более сложной стадии плавления — «андезитовой» континентальной коры. Дальнейшая дифференциация континентальной коры может происходить при плавлении ее глубоких частей, ведущем к обогащению верхней коры интрузиями кислых и основных пород. Магматический процесс направлен к созданию гравитационно и термически устойчивой слоистой Земли. Геологические данные говорят о том, что современный характер вулканизма и тектоники плит как механизма дифференциации Земли существует уже более миллиарда лет. Однако самые древние участки коры, которые можно наблюдать (старше 2,5 млрд. лет), свидетельствуют о существенно ином характере магматической активности, включающем очень высокую степень плавления верхней мантии на очень небольших глубинах. «Зеленокаменные пояса» архейских щитов, по-видимому, могут рассматриваться как складчатые метаморфические земные эквиваленты лунных морей, образовавшиеся одновременно с лунными морями. Проанализированы основные причины, обусловившие частичное плавление на глубинах 150—300 км и поднятие с этих глубин диапировых структур, образовавших характерные ультрамафические магмы. Дальнейшая эволюция «земного эквивалента лунных морей» определялась эндогенными процессами, вызвавшими андезитовый вулканизм и складкообразование, которые создали зеленокаменные пояса.

## ВВЕДЕНИЕ

При решении проблемы химической эволюции земной коры и верхней мантии прежде всего следует рассмотреть, каким образом происходит обогащение коры в активных вулканических районах. Такой подход неизбежно приводит к анализу динамики Земли в большом масштабе; при этом возникает спорный вопрос, является ли геохимическая дифференциация верхней мантии Земли первопричиной или основным результатом больших горизонтальных движений земной коры (тектоники плит). В ходе осуществления Проекта верхней мантии большие успехи были достигнуты в понимании процессов и условий генезиса магм, характера тектонических и вулканических явлений, связанных с этими процессами, и общей картины движений земной коры в настоящем и в прошлом. Цель настоящей работы — суммировать существующие точки зрения на взаимодействие и взаимозависимости магматической активности и динамики земной коры и верхней мантии. Большое значение имеет также решение вопроса о том, могут ли быть использованы протекавшие в недалеком прошлом и современные процессы геохимической эволюции Земли для интерпретации геологических данных или на ранних стадиях эволюции нашей планеты действовали совершенно иные процессы и существовали иные условия.

**ДИФФЕРЕНЦИАЦИЯ КОРА — МАНТИЯ  
ПРИ СОВРЕМЕННОМ БАЗАЛЬТОВОМ ВУЛКАНИЗМЕ**

**Область питания.** Источник базальтового магматизма находится в верхней мантии. В пользу этого говорят сходство базальтового вулканизма в условиях континентальной и океанической коры, глубина землетрясений, связанных с вулканизмом, и геофизические соображения, основывающиеся на данных о тепловом потоке. В настоящее время ясно, что основным типом горной породы верхней мантии является перидотит, содержащий в качестве главных минеральных фаз оливин и в меньшем количестве ортопироксен. Сейсмические профили, в том числе явная анизотропия кровли мантии, накладывают ограничения на минеральный состав верхней мантии. Имеющиеся данные согласуются с гипотезой, согласно которой мантия состоит из богатого оливином перидотита, в котором содержание форстерита близко к  $Fe_{90}$ . Природу верхней мантии можно исследовать непосредственно по естественным образцам пород: ксенолитам из кимберлитовых трубок, экструзивным щелочным базальтам, высокотемпературным интрузиям, породам в зонах разломов океанического дна. Перидотит преобладает в ксенолитах и присутствует в остальных случаях. Это подтверждает основную роль перидотита и подчиненную, локальную роль других пород, образующихся при высоких давлениях, — эклогита, гранатового пироксенита и шпинелевого пироксенита. В перечисленных случаях естественные перидотиты содержат в качестве основного компонента оливин с содержанием форстерита 88—94%. Включения перидотитов в щелочных базальтах и в кимберлитах подвергались детальным геохимическим исследованиям, в частности изучался характер распределения изотопов, редкоземельных элементов и урана. Оказалось, что эти включения не родственны вмещающей магме, а являются посторонними случайными ксенолитами подкорового происхождения [42, 39]. Отношение основных и второстепенных составляющих (оливин, ортопироксен, клинопироксен, гранат, шпинель, флогопит, амфибол, апатит, ильменит) в них сильно варьирует. Было сделано несколько попыток оценить средний состав по большому количеству образцов (табл. 1).

Таблица 1

**Составы верхней мантии и архейских ультрамафических  
экструзивных пород из зеленокаменных поясов**

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
SiO <sub>2</sub>	45,16	45,0	43,8	45,1	42,86	46,63	46,46	47,10	44,80
TiO <sub>2</sub>	0,71	0,07	0,02	0,5	0,33	0,34	0,19	0,30	0,23
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3,54	3,01	1,45	4,1	6,99	3,02	3,58	6,55	5,26
Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,43	0,41	0,45	0,3	0,18	—	0,43	—	—
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,46	1,28	1,61	2,0	0,36	1,00	1,00	1,00	1,00
FeO	8,04	6,70	6,75	7,9	8,97	9,63	9,38	7,66	9,46
MnO	0,14	0,11	0,12	0,2	0,14	0,18	0,21	0,21	0,18
NiO	0,20	0,25	0,29	0,2	0,20	—	—	—	—
MgO	37,47	39,7	44,0	36,7	35,07	34,23	32,97	30,17	34,34
CaO	3,08	3,15	1,38	2,3	4,37	4,79	5,10	6,77	4,35
Na <sub>2</sub> O	0,57	0,24	0,15	0,6	0,45	0,15	0,49	0,22	0,35
K <sub>2</sub> O	0,13	0,04	0,03	0,02	0,003	0,03	0,18	0,02	0,03
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0,06	—	—	0,1	—	—	0,01	—	—

Столбцы 6—9 были пересчитаны на 100% безводности с произвольно выбранным значением Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, равным 1,00%. 1 — пиролитовый модельный состав [52]; 2 — среднее из 20 анализов ксенолитов шпинелевого лерцолита [33]; 3 — среднее из 40 анализов ксенолитов шпинелевого лерцолита [33]; 4 — состав верхней мантии без летучих (H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, Cl), но без удаления базальта в результате частичного плавления [50]; 5 — состав верхней мантии для модели с частично расплавленными и частично кристаллизованными веществами; учтены ультрамафические включения в базальтах [9]; 6 — состав усредненного перидотитового коматита [58]; 7 — свежий образец закаленного перидотитового коматита; ультрамафический расплав [23]; 8 — перидотит со структурой, возникшей при быстром охлаждении [49]; 9 — перидотит со структурой, возникшей при быстром охлаждении [49].

Комплементарный подход к проблеме — сравнение химических свойств базальтов и порожденных мантией перидотитов. Такой подход позволяет решить, способны ли перидотиты давать базальтовые магмы при обычных процессах частичного плавления. Таким образом было обнаружено, что часть перидотитов образовывала остаток, обедненный отдельными элементами, например, легкими редкоземельными элементами, калием, ураном, торием, титаном, натрием, фосфором. Это относится в первую очередь к тем некогерентным элементам, которые выносятся с легкостью из основных разновидностей перидотитов мантии и концентрируются в любой первоначальной расплавленной фракции. Таким образом, альтернативный подход к оценке первичного (до выделения базальтов) состава верхней мантии состоит в использовании состава базальтов в комбинации с возможными остаточными минералами; последние определяются путем экспериментального исследования базальтов, выделенных из мантии при температурах и давлениях, соответствующих условиям верхней мантии [24, 21]. Пропорция, в которой комбинируется расплав (базальт) и остаток (оливин, энстатит, хромит), определяется распространенностью основных элементов (Si, Mg, Fe, Ca, Al) в упомянутых выше естественных образцах мантии, наиболее богатых Fe, Ca и Al. Такой подход привел к модели «пиролитового» состава верхней мантии [52]. В настоящее время этот состав (табл. 1) служит разумной оценкой первоначального состава верхней мантии в районах образования базальтовых магм от третичного периода до настоящего времени. Наиболее неопределенным в этом составе является содержание  $TiO_2$  (высокое, поскольку при расчетах использовались данные по гавайскому оливиновому толеиту) и, возможно,  $K_2O$  и  $P_2O_5$ . Скорее всего эти компоненты были неравномерно распределены в верхней мантии, так как они формируют второстепенные минералы, такие, как титанистый флогопит, ильменит или апатит. Концепция единого первичного состава мантии для этих компонентов может быть ошибочной, оставаясь верной для основных элементов. Она может быть верна также для некоторых элементов, лишь следы которых присутствуют в породе, если эти элементы легко замещают другие в оливине, ортопироксене, клинопироксене, шпинели и гранате.

Пиролитовая модель позволяет воспроизвести базальтовые магмы с наблюдаемым составом основных элементов; при этом в остатке присутствует перидотит, также соответствующий образцам природного перидотита. Пиролитовый состав может кристаллизоваться в различные минеральные ассоциации, устойчивые в состояниях, близких к солидусу, в широком диапазоне давлений нагрузки и гидростатического давления. К таким ассоциациям относятся следующие:

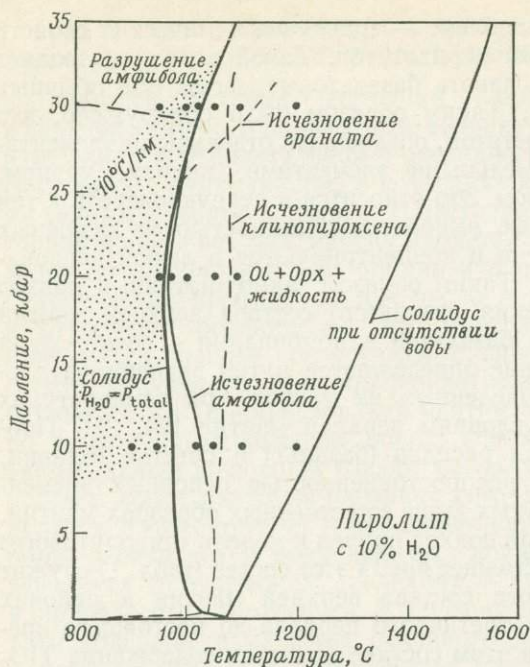
1) оливин + энстатит + диопсид + плагиоклаз + хромит (в состоянии начала плавления в сухих условиях при давлениях приблизительно до 9 кбар);

2) оливин + энстатит + паргаститовый амфибол ± диопсид ± шпинель (в состоянии начала плавления в присутствии воды при давлениях приблизительно до 29 кбар);

3) оливин + глиноземистый энстатит + глиноземистый диопсид ± шпинель (в состоянии начала плавления в сухих условиях при давлениях приблизительно 30 кбар);

4) оливин + энстатит + диопсид + гранат (в состоянии начала плавления в сухих условиях при давлениях >30 кбар, в состоянии начала плавления в присутствии воды при давлениях >29 кбар).

**Физические условия плавления.** В ряде работ [35, 40, 26] были определены солидусы нескольких перидотитовых составов как функции давления и температуры в сухих условиях. С увеличением степени плавления компоненты пиролитового состава исчезали в такой последовательности: шпинель (или гранат при 30—35 кбар), клинопироксен, ортопироксен, оливин. Грин [21] показал, что степень плавления (в процентах) выше кривой солидуса линейно зависит от температуры, однако Уилли [61] привел доводы



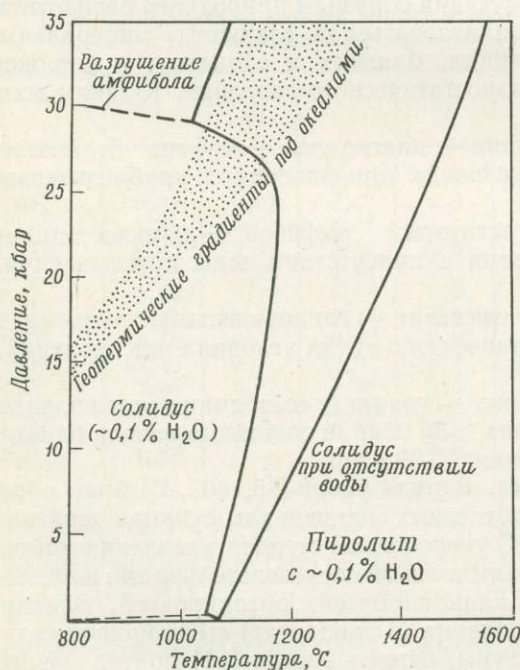
Фиг. 1. Кривая начала плавления пиролита при избытке воды.

Экспериментальные данные показаны точками. Площадь, покрытая крапом, иллюстрирует вывод о том, что разумные геотермические градиенты (полученные по оценкам давлений и температур в метаморфических областях орогенических поясов) могут пересечь кривую плавления верхней мантии для  $P_{H_2O} = P_{total}$  на очень малых глубинах.

в пользу ступенчатой зависимости. В действительности же наклон кривых на графике зависимости температуры от степени плавления может меняться по мере исчезновения фаз в расплаве, как это показано на фиг. 3 и 4.

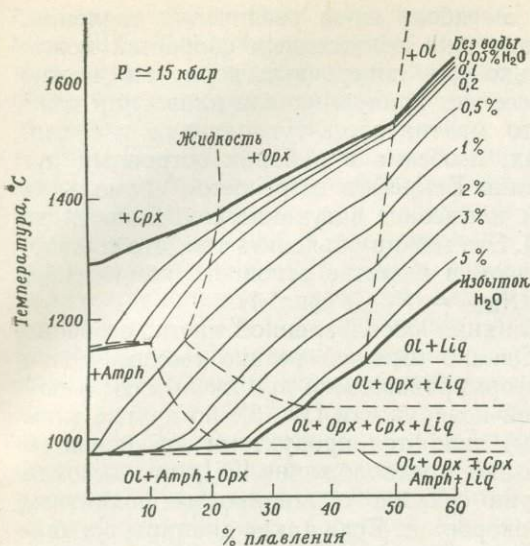
Данные о начале плавления пиролитового перидотита при условии избытка воды ( $P_{H_2O} = P_{total}$ ) приведены в работе Кусиро и др. [40] (фиг. 1).

Следует обратить внимание на границу устойчивости амфибола при высоком давлении и на то, что исчезновение амфибола происходит близ солидуса при 10 и 20 кбар. Количество расплавленного вещества быстро увеличивается выше солидуса при 10 кбар и, возможно, при 20 кбар в основ-



Фиг. 2. Расчетный солидус пиролита с  $\sim 0,1\%$   $H_2O$ .

Амфибол присутствует в ассоциациях суб-солидуса вплоть до  $\sim 30$  кбар, когда кривая разрушения амфибололивин + пироксен + гранат + вода пересекает солидус пиролита при  $P_{H_2O} = P_{total}$ . При более низких давлениях  $P_{H_2O} < P_{total}$  близ солидуса. Площадь, покрытая крапом, — диапазон океанических геотермических градиентов, которые пересекают солидус на глубинах 70—100 км. Сравнение с фиг. 5 показывает, что степень частичного плавления вдоль таких геотермических градиентов будет оставаться очень малой.



Фиг. 3. Зависимость степени плавления (%) от температуры примерно при 15 кбар для пиролита в условиях отсутствия воды и при различных содержаниях воды.

Плавление начинается при  $\sim 1280$ ,  $\sim 1150$  или  $970$  °C в зависимости от того, является ли пиролит сухим, содержит незначительное количество амфибола ( $P_{H_2O} < P_{total}$ ), обогащен амфиболом и продуктами его разрушения или имеет избыток воды ( $P_{H_2O} = P_{total}$ ). Показан также состав осадочных фаз, находящийся в равновесии с жидкостью. Эта диаграмма выведена исходя из внутренней согласованности при использовании информации, данной на фиг. 1; состава пиролита; состава высокотемпературного паргаситового амфибола; степени понижения ликвидуса базальтов; области стабильности для амфибола и пироксенов в различных базальтовых магмах при контролируемом содержании воды.

ном из-за большого (10%) содержания воды. Когда исходное вещество содержит очень мало воды, наблюдается противоположная ситуация (фиг. 3,4): недосыщенность водой увеличивается при возрастании температуры ликвидуса и количества расплавленного вещества. Таким образом, количество расплавленного вещества эффективно сдерживается количеством присутствующей воды (фиг. 3,4) [53, 21, 61].

Будет ли осуществляться плавление в конкретном районе верхней мантии или же нет, определяется локальным геотермическим градиентом и его соотношением с кривой солидуса. На фиг. 1 и 2 отмечено, что геотермические градиенты в случае присутствия воды могут пересекать область плавления в верхней мантии, тогда как в сухих условиях плавления не происходит, за исключением случая чрезвычайно высоких геотермических градиентов.

Частичное плавление в верхней мантии влияет на сейсмические и упругие свойства: заметно снижает скорости продольных и особенно поперечных волн, увеличивает сейсмическое затухание и уменьшает прочность материала, создавая область потенциальной текучести. Наличие зоны пониженных скоростей в верхней мантии является прямым следствием частичного плавления, как это показано на фиг. 2; именно эта особенность мантии определяет различие между литосферой и астеносферой [41, 21, 22]. Во многих районах Земли, в частности под океанами и в районах «молодой» континентальной коры, зона пониженных скоростей начинается с глубины 70—100 км и простирается до глубины 150—200 км. Ее лучше всего объяснять как зону плавления с «недостатком» воды ( $P_{H_2O} < P_{total}$ ) (фиг. 2). В верхней части

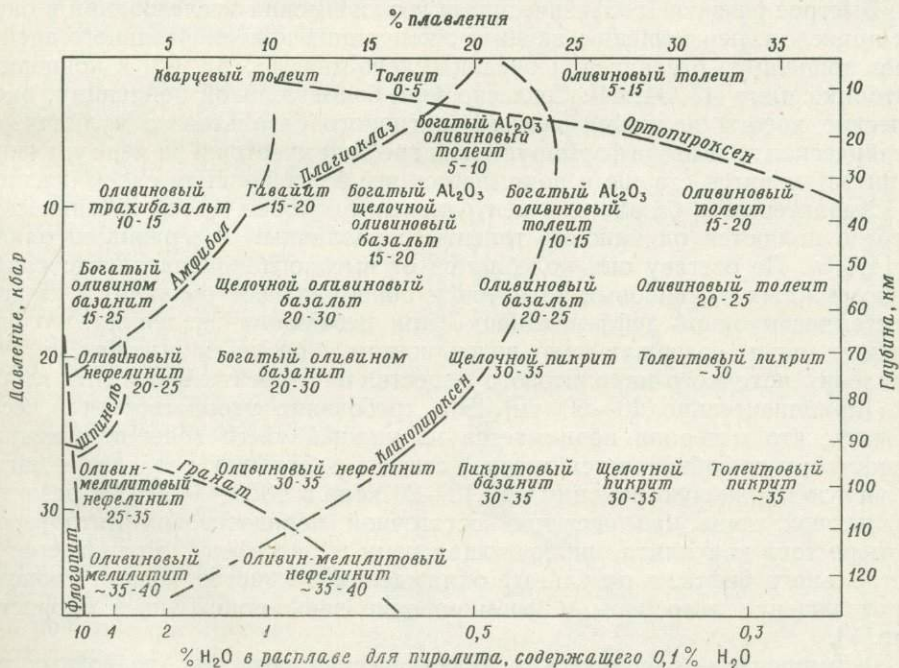


Фиг. 4. Зависимость степени плавления (%) от температуры при  $\sim 27$  кбар [21, 22].

Показаны кривые для безводного пиролита и для пиролита с 0,1%  $H_2O$ . Приведены также составы остаточных фаз в обоих случаях и выводы о составе расплава при 0,1%  $H_2O$ .



сдерживая образование расплава, даже когда частичное плавление превышает 40%. Минеральный состав пород первичной перидотитовой зоны очень чувствителен к температуре, давлению и содержанию воды. Например, очень чувствителен к температуре твердый раствор орто- и клинопироксена; его небольшое частичное плавление при 1400 °C («сухой перидотит») на глубине 60—100 км может дать расплав в равновесии с оливином, глиноземистым ортопироксеном и субкальциевым глиноземистым клинопироксеном (~10% CaO). Однако при плавлении перидотита с 0,1% H<sub>2</sub>O небольшое плавление при ~1200 °C дает расплав в равновесии с оливином, орто- и клинопироксеном (~16—20% CaO) и, возможно, с присутствующими в меньшем количестве шпинелью, гранатом или амфиболом. При частичном плавлении перидотита с ~1% H<sub>2</sub>O небольшое плавление при ~1050 °C дает расплав, контролируемый оливином, ортопироксеном (с малым содержанием Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), клинопироксеном (с малым содержанием Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, CaO > 20%) и амфиболом или (при более высоких давлениях) гранатом. Химический состав расплавов, возникающих при частичном плавлении, будет, таким образом, зависеть от содержания воды в исходной породе. При сухом плавлении первичные расплавы будут изменяться от богатых алюминием оливиновых базальтов на глубине ~30 км до богатых оливином базанитов или щелочных пикритов на глубине 60—100 км [26]. Однако маловероятно, что мантия может быть сухой, за исключением, возможно, районов, где отсутствует зона пониженных скоростей, а скорости под корой — высокие. В районах с отчетливой зоной пониженных скоростей глубже 70—100 км в мантии, по-видимому, содержится небольшое количество воды и происходит плавление при  $P_{H_2O} < P_{total}$  (фиг. 2, 4, 5). Для этого случая экспериментальные исследования кристаллизации базальтов при известном содержании воды позволяют построить детальную петрогенетическую сетку [20—22], выражающую химические характеристики магмы как функцию степени частичного плавления, давления, температуры, содержания воды (предполагается фиксиро-



Фиг. 6. Петрогенетическая сетка для магм, образованных из верхней мантии путем прямого частичного плавления пиrolита с 0,1% H<sub>2</sub>O [21, 22].

Цифры на диаграмме относятся к нормативному содержанию оливина в этой жидкости на глубине ее образования. Пунктирные линии показывают, что минерал может оказаться среди остаточных фаз после удаления магм такого типа, который указан слева от границы. Оливин присутствует как остаточная фаза для всех типов магм.

ванное количество воды в исходной породе) и природы нерасплавленных фаз. Эта сетка приведена на фиг. 3—6, где представлены графики зависимости степени плавления от температуры (при 15 и 27 кбар) и давления (при различных температурах).

Фиг. 1—6 в совокупности дают модель современного вулканизма, которая соотносит геофизические данные о литосфере и зоне пониженных скоростей с петрологическими моделями состояния исходного перидотита выше и ниже солидуса и с природой магм, потенциально существующих в земной мантии.

### ЭВОЛЮЦИЯ СОВРЕМЕННОЙ ОКЕАНИЧЕСКОЙ КОРЫ

За последние 10—15 лет отмечается общая переориентация геологических концепций эволюции континентальных, орогенических и океанических регионов. В значительной степени это объясняется широким признанием геологических и геофизических свидетельств в пользу крупномасштабных горизонтальных движений континентов (дрейф континентов) начиная с палеозоя. Анализ геологических, топографических и геофизических аргументов в пользу дрейфа континентов дан Кари [6, 7]. Этот автор осуществил детальную палеореконструкцию континентов, которая была подтверждена более поздними работами. Гипотеза Кари предполагает возникновение новой, геологически молодой океанической коры [7]; она описывает ее эволюцию от стадии рифтовой долины через «стадию Красного моря» к «атлантической стадии». Кари [7, стр. 179] связывал образование рифтов с тектоническим подъемом кристаллического симатического субстрата в условиях расширения. Он отметил, что подъем изотерм в таких районах должен увеличивать возможность проявления вулканизма. Не располагая доказательствами разрушения океанической коры, Кари [7, 8] объяснял континентальный дрейф гипотезой расширяющейся Земли.

Быстрое развитие геофизических и геологических исследований в океанах привело к перемещению акцента с концепции континентального дрейфа через концепцию раздвигания океанического дна [13, 31, 60] к концепции тектоники плит [43, 34, 44]. Согласно этой более молодой концепции, океанические хребты являются местами активного базальтового вулканизма; океаническая литосфера формируется на гребнях хребтов и по мере удаления от них становится старше и покрывается все более толстым слоем осадков.

Характерными базальтами центральных рифтовых долин океанических хребтов являются оливиновые толеиты с различным содержанием оливина [47, 5]. По составу они колеблются от высокоглиноземистых до слабоглиноземистых оливиновых толеитов и обнаруживают различную степень кристаллизационной дифференциации при небольших давлениях. Родоначальные магмы содержат мало воды, поэтому требуется высокая степень плавления исходного пиrolитового вещества на относительно малых глубинах (приблизительно 20—60 км). Это требование удовлетворяется, если принять, что материал поднимается из нижней части зоны пониженных скоростей; тогда объясняется высокая степень плавления, разделение магмы на легкую и тяжелую фракции при 10—20 кбар и 1350—1450 °С и развитие базальтовой коры над частично остаточной перидотитовой литосферой. По мере того как плита, включающая кору и литосферу, отодвигается от центрального рифта, в результате охлаждения и кристаллизации происходит утолщение литосферы и формирование зоны пониженных скоростей [фиг. 7].

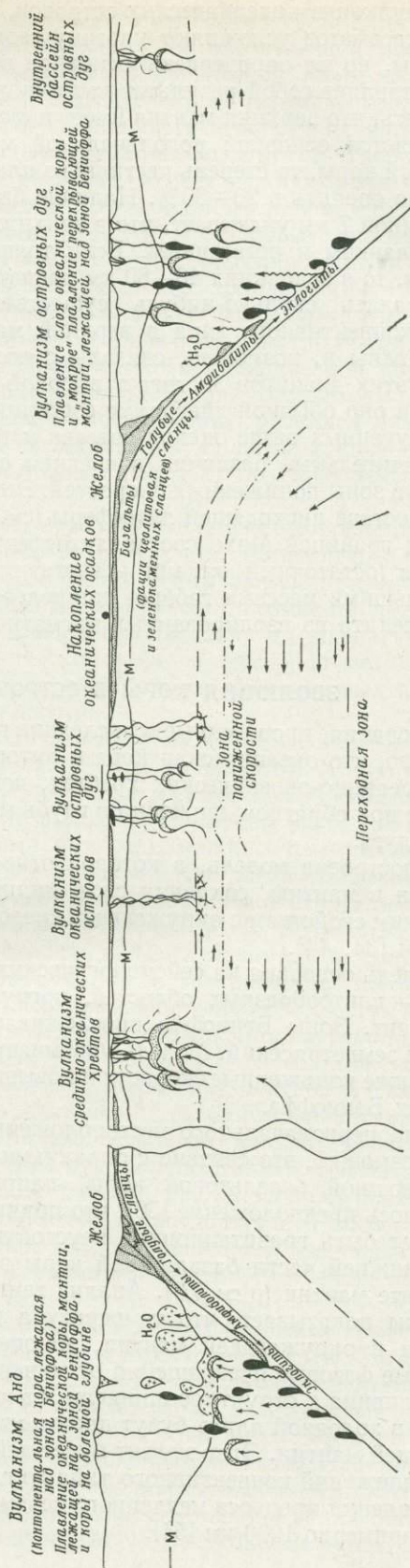
Формирование океанических вулканических островов, подводных гор и цепей островов (например, Гавайские острова) в стороне от гребней океанических хребтов указывает на то, что эволюция океанической литосферы продолжается с добавлением иного, чем в океанических хребтах, вулканического материала. Океанические островные вулканы подразделяются на два типа:

1: Изолированные вулканы с длительной историей извержений; по-видимому, извергаются только недосыщенные магмы или их производные. Вулканы, очевидно, движутся вместе с океанической корой. В модели, показанной на фиг. 7, источник магм лежит в верхней части зоны пониженных скоростей. Причиной магматической активности может быть тектоническая деформация литосферы или аномальные особенности верхней части зоны пониженных скоростей.

2. Цепи островов (например, Гавайские), на которых отдельные вулканы возникли 1—2 млн. лет назад, а центр активного вулканизма мигрирует в направлении, противоположном движению плиты. Согласно модели, представленной на фиг. 7 (более детально см. [22]), первопричину локального ослабления литосферы с последующим вулканизмом следует искать в нижней части зоны пониженных скоростей.

Базальтовый слой океанической коры будет утолщаться под океаническими островами, и серии базальтов с более высоким содержанием некогерентных элементов [22] могут занять значительную часть океанической коры. Существенный химический вклад вносит также увеличение толщины осадков на океанической коре по мере ее движения от хребтов.

Подводя итог, можно сказать, что эволюция коры в океанических районах происходит в результате разделения пиролита верхней мантии на базальтовый слой и лежащую под ним остаточную перidotитовую литосферу. Влияние кристаллизационной дифференциации при низких давлениях (дающей перidotитовые и габбровые комплексы и базальты с нормативным



Фиг. 7. Схематическое представление петрогенетических процессов, играющих важную роль в гипотезе тектоники плит.

Показаны первоначальное формирование и локальные модификации базальтовой океанической коры при вулканизме и осадконакоплении. Приведены два примера погружающихся литосферных плит: в зоне островных дуг и на непосредственной границе океана с континентом. Затрихованные шапки диапировых структур показывают отделение базальтовых магм. Зачерненные участки, поднимающиеся от зоны Бендиффа, — андезитовые или дацитовые магмы известково-щелочной серии. Участки с крестиками — места глубокого плавления в коре и риолитовые или гранитные интрузии. Точками отмечены осадки или метаморфизованные осадки. См., также [53, 22].

кварцем), вулканизм океанических островов, накопление осадков, метаморфизм и метасоматоз усложняют картину геохимической эволюции океанической коры, но не опровергают основное положение, согласно которому кора представляет собой результат частичного плавления верхней мантии. Если принять, что верхняя мантия имеет пиrolитовый состав, а оливиновый толеит является основной родоначальной магмой интрузий и экструзий океанической коры, то степень частичного плавления в зоне магматического очага можно оценить в 20—30%. Наличие базальтового слоя океанической коры толщиной 7 км указывает, что в верхних 20—35 км перидотит должен быть тугоплавким и остаточным. Если толщина океанической литосферы около 80 км, то в ее нижних 40—60 км магматическая компонента не дифференцировалась сколько-нибудь существенно. Это подчеркивает, что движения конвективного типа в верхней мантии в районе океанических хребтов сложны и, возможно, связаны с поднятием отдельных диапиров. Плавление этих диапиров достигает высокой степени, но неизвестно, соответствует ли оно обычной диаграмме состояния.

Из полученных выше оценок состава и толщины следует, что имеются лишь незначительные различия в среднем составе перидотита литосферы и перидотита зоны пониженных скоростей. Это существенно для обсуждения вопроса о составе нисходящей литосферы (см. следующий раздел). Считается, что под границей Мохо состав литосферы изменяется от пиrolита до гарцбургита (остаточный оливин + энстатит + следы хромита) с локальными небольшими массами габбро, шпинелевого пироксенита или гранатового пироксенита из изолированных магматических очагов.

### ЭВОЛЮЦИЯ КОРЫ В ОСТРОВНЫХ ДУГАХ

Исследования, проведенные в последние годы, дают неоспоримые свидетельства того, что океаническая кора и литосфера, созданные при подъеме мантии в срединно-океанических хребтах, поглощаются, разрушаются или изменяются при обратном движении в глубь мантии под системами желоб — островная дуга.

Была построена модель, в которой относительно холодная литосфера погружается в мантию, сохраняя свою индивидуальность и контрастируя по физическим свойствам с окружающей средой по крайней мере до глубины 600—700 км [34, 44].

Эта модель основана на сейсмологических данных о существовании зон Бениоффа — плитообразных областей, погружающихся от островных дуг под континент. Зоны Бениоффа прослеживаются как зоны концентрации подкоровых землетрясений. Модель учитывает характер напряжений в этих очагах, а также пониженные скорости и повышенное затухание сейсмических волн в зонах Бениоффа.

Причина первоначального местоположения системы желоб — дуга неизвестна; возможно, это связано с окраинами континентов или с развитием необычно мощной базальтовой коры, например, под цепями островов. Высказывалось предположение [56], что причиной погружения литосферной плиты может быть гравитационная неустойчивость, возникшая из-за превращения нижней части базальтовой коры в эклогит ( $\rho \simeq 3,5$ ), лежащий на перидотите мантии ( $\rho \simeq 3,3$ ). Анализ температурного режима опускающейся плиты показывает, что температура внутри плиты остается более низкой, чем в окружающей мантии, до очень больших глубин [51, 45]. Полиморфные фазовые превращения от минералов мантии к более плотным фазам (от оливина к структуре шпинели, от пироксена к структуре граната и т. д. [54]) в холодной плите будут происходить на меньших глубинах, чем в окружающей мантии. Этот эффект будет действовать как главный фактор в передаче движений конвективного типа до глубин по крайней мере 700 км и в осуществлении процесса медленного перемешивания или опрокидывания в верхних примерно 1000 км [54].

Хотя основная часть погружающейся литосферы состоит из перидотита, так что опускающаяся плита отличается от окружающей мантии скорее температурой, чем составом, наличие океанической коры, формирующей первые ~10 км литосферы, имеет первостепенное геохимическое и петрологическое значение. Ясно, что значительная часть базальтов океанической коры вносится в мантию; превращение сухого базальта и габбро ( $\rho \approx 3,1$ ) в эклогит ( $\rho \approx 3,5$ ), упомянутое выше, играет важную роль в механизме движения плит. Минералогические исследования в районах развития голубых сланцев свидетельствуют о том, что смешанные серии остаточных и вулканических пород могут быть сильно деформированы и перемещены до глубины 20—30 км, оставаясь относительно холодными ( $<400^\circ\text{C}$ ). Некоторые авторы полагают, что такие комплексы были затянуты вниз погружающимися литосферными плитами и лишь затем быстро подняты до современного положения [15, 10]. Присутствие в океанической коре больших количеств метасадочных и других пород, скорее базальтовых, чем мафических, может противодействовать превращению базальта в эклогит при создании инверсии плотности в литосфере. Гравитационные силы будут стремиться оторвать такие комплексы пород от опускающейся плиты или задержать ее движение вниз.

Породы океанической коры, переносимые вниз нисходящей литосферой, начинают подвергаться влиянию возрастающих температуры и давления. Верхняя поверхность литосферы будет разогреваться притоком тепла от вышележащей мантии (над зоной Бениоффа) или, возможно, теплом, возникающим в результате трения. Увеличение давления и температуры приведет к метаморфизму пород океанической коры и созданию метаморфических серий от глаукофановых сланцев, амфиболитов и гранатовых амфиболитов до эклогитов и биотитовых эклогитов.

Реакция перехода амфиболита в эклогит является прямым следствием неустойчивости амфибола по сравнению с гранатом + пироксен + вода при высоких давлениях и будет протекать на глубинах 70—100 км в зависимости от степени насыщенности породы кремнеземом (фиг. 1, 2). Базальтовые породы, оставшиеся сухими или содержащие очень небольшое количество воды, могут превращаться в эклогит или роговообманковый эклогит на меньших глубинах (20—30 км). Важная особенность метаморфических реакций внутри базальтового слоя — потеря воды. Вода может двигаться вдоль зоны Бениоффа или переходить в вышележащий клин мантии и коры. Это показано схематически на фиг. 7. В тех районах, где температура в верхней мантии над зоной Бениоффа меньше  $\sim 1000^\circ\text{C}$ , доступ воды на глубинах  $<100$  км приведет к увеличению содержания амфибола (вплоть до максимального значения  $\sim 30\%$  для пиролитового состава, содержащего паргаситовый амфибол). Это вызовет уменьшение плотности и сейсмической скорости, но, возможно, слабо повлияет на сейсмическое затухание. С другой стороны, если температура вышележащей мантии (куда вода имеет доступ) больше  $1000^\circ\text{C}$ , плавление будет осуществляться всюду, где эффективное локальное содержание воды  $>0,3\%$  (фиг. 3). Степень плавления регулируется температурой и количеством присутствующей воды. Плавление, как локальное, так и широко распространенное, уменьшит плотность и сейсмическую скорость и заметно увеличит сейсмическое затухание.

Рассмотрим случай, когда над зоной Бениоффа лежит континентальная область (например, Анды; см. фиг. 7), а не островные дуги. Тогда на глубине 60—70 км могут существовать скорее породы континентальной коры, содержащие кварц + калиевый полевой шпат + натриевый плагиоклаз и т. п., а не перидотит [37]. Поступление воды снизу, из зоны Бениоффа, в кору такого типа может вызвать плавление при температуре около  $700^\circ\text{C}$ . При этом возникнут гранитные или гранодиоритовые магмы, почти насыщенные или насыщенные водой. Вертикальное движение таких богатых водой магм должно быть крайне ограниченным [4], и из коровых пород, испытавших

сложную историю метаморфизма и обезвоживания, могут возникнуть гнейсовые интрузии и мигматитовые зоны масштаба батолитов. Обратим внимание на этот аспект модели (фиг. 7); он наводит на мысль, что области относительно высокотемпературных метаморфизма и мигматизации могут лежать непосредственно над областями низкотемпературного метаморфизма при высоком давлении. Более позднее поднятие метаморфизованных при высоком давлении пород может обусловить возникновение парных метаморфических поясов орогенических зон [46].

Возможные эффекты реакций дегидратации внутри погружающейся плиты, рассмотренные выше, особенно важны в случае превращения амфиболита в эклогит [41, 16]. Если температура базальтовой коры меньше  $\sim 700^\circ\text{C}$  [32, 41], в любом амфиболите осуществляется реакция разрушения роговой обманки на глубине 70—100 км с образованием биотитового эклогита и выделением воды. В базальтовом слое плавление не будет происходить. Оно может произойти в вышележащей мантии (при доступе воды), но будут образованы такие магмы, как при плавлении перидотита в присутствии воды. Это будут расплавы, находящиеся в равновесии с оливином ( $\sim \text{Fo}_{90}$ ) + энстатит  $\pm$  амфибол  $\pm$  клинопироксен. Однако, если температура базальтовой коры уже превышает  $\sim 700^\circ\text{C}$ , базальтовый слой будет плавиться с образованием расплава в равновесии с гранатом + клинопироксен  $\pm$  кварц  $\pm$  кианит  $\pm$  биотит. Химическая неоднородность внутри базальтового слоя, особенно смешение с метаосадочным материалом, может обусловить локальное образование слабо расплавленных фракций, насыщенных альмандином + кианит + плагиоклаз. Магмы, образующиеся при частичном плавлении базальтового слоя, в равновесии с указанными выше остаточными фазами будут богаты кремнеземом и будут характеризоваться более низким отношением  $\text{Mg}/(\text{Mg} + \text{Fe}^{2+})$ , чем расплавы, образующиеся из перидотита; состав этих магм будет изменяться от риодацитового или дацитового до андезитового [29, 30]. Важно, что такие расплавы образуются при двухступенчатом плавлении первичного перидотита мантии и что они не возникают в равновесии с богатым магнием перидотитом. Таким образом, андезитовые или дацитовые расплавы состоят из клинопироксена, плагиоклаза, граната или кварца, но не из оливина или ортопироксена как конечных фаз плавления при высоком давлении и различном содержании воды; более того, отношение  $100\text{Mg}/(\text{Mg} + \text{Fe}^{2+})$  равно скорее 50—55, а не 65—70, как для первичных расплавов из верхней мантии. Магмы, образующиеся из базальтового слоя на границе, где протекает реакция плавления амфиболит  $\rightleftharpoons$  эклогит + вода, должны, скорее всего, характеризоваться высоким содержанием воды; их извержение на поверхность будет протекать в виде взрыва, и кристаллизация (амфибола, биотита, клинопироксена) должна начаться на значительной глубине из-за формы ликвидуса и уменьшения растворимости воды вследствие уменьшения давления.

Массы эклогита (биотитового эклогита), которые были первоначально относительно сухими или образовались из амфиболита при температуре ниже точки плавления, могут быть перенесены глубже в мантию погружающейся литосферой. Плавление такого материала может произойти на глубинах  $>100$  км. Зависимость степени плавления от температуры в этих условиях неясна, но по химическому составу расплав, возможно, будет андезитовый (в равновесии с гранатом и клинопироксеном при  $P > > 30$  кбар), так как кварц и биотит должны в него более легко. Количество воды в исходной породе может эффективно сдерживать образование расплава; последний будет недосыщен водой и сможет подняться до относительно небольших глубин до начала кристаллизации (пироксена, оливина, плагиоклаза).

Предшествующее обсуждение, суммированное на фиг. 7, подчеркивает разнообразные и сложные условия плавления, которые возможны в системе островная дуга — желоб. Магматизм может быть охарактеризован следующим образом:

1. *Плавление перидотита, лежащего выше зоны Бениоффа*, может происходить в условиях высокого давления (или содержания) воды, если вода или насыщенный водой расплав мигрируют из базальтовой коры опускающейся литосферы в вышележащую мантию. Возникающие при этом магмы будут иметь состав оливиновых базальтов (если они формировались в равновесии с оливином + энстатит примерно при  $P > 5$  кбар), но их специфические геохимические особенности будут зависеть от степени частичного плавления и химического и минерального составов исходной породы. Магмы, возникающие при 10—30%-ном плавлении в условиях высокого давления воды, должны иметь в остатке оливин, энстатит и амфибол и могут иметь оливин-толеитовый или высокоглиноземистый оливин-толеитовый состав. При более низких степенях плавления (меньшее содержание воды и меньшая температура в результате увеличения количества амфибола, содержащего Na, Ti, Ca, Al) в остаточной фазе могут формироваться магмы типа шошонита с высоким отношением K/Na. Из-за высокого содержания воды, уменьшения растворяющей способности воды при уменьшении давления и формы кривых ликвидуса на диаграмме состояния кристаллизация толеитовых, высокоглиноземистых базальтовых или шошонитовых магм, сформировавшихся таким образом, как описано выше, должна начаться при 1—3 кбар (4—12 км). Следовательно, можно с известной долей уверенности предположить, что эти магмы достигнут земной поверхности в частично раскристаллизованном состоянии; более того, возможны кристаллизационная дифференциация и прорыв на земную поверхность скорее дифференцированных, чем родоначальных магм.

2. *Плавление базальтовой коры верхней части погружающейся литосферы* может происходить, грубо говоря, на глубинах 70—100 км благодаря превращению амфиболита в эклогит и выделению воды, если температура базальтовых пород выше 700 °С. Если на глубине 70—100 км температура ниже 700 °С, но достигает 1000—1200 °С на больших глубинах (100—150 км) и превышает температуру начала плавления биотитового и кварцевого эклогитов, то плавление в погружающейся плите может начаться только на больших глубинах. Расплав базальтового слоя должен находиться в равновесии с гранатом + клинопироксен (и, возможно, амфибол на глубине 70—80 км); по-видимому, он будет относиться к известково-щелочной серии и иметь состав от андезита (или базальтового андезита) до дацита или риодацита [29, 30]. Такие жидкости должны характеризоваться нормативным кварцем при различном содержании воды в зависимости от ее содержания в исходных породах и минерального состава последних. Отношение  $100\text{Mg}/(\text{Mg} + \text{Fe}^{2+})$  будет для них ниже, чем для базальтовых магм, образовавшихся из вышележащей литосферы. Магмы с первоначально высоким содержанием воды будут иметь тенденцию кристаллизоваться до достижения поверхности Земли; напротив, магмы с низким содержанием воды смогут достичь поверхности при небольшой степени кристаллизации или полностью в жидком состоянии (например, магмы, образующиеся при высокой степени плавления биотитовых кварцевых эклогитов).

3. *Плавление утолщенной континентальной коры, лежащей над погружающейся литосферой*, может происходить под влиянием воды, которая выделяется из погружающейся плиты при реакциях дегидратации. Состав магм будет колебаться от риолитового до риодацитового, но при больших содержаниях воды магмы будут скорее всего кристаллизоваться внутри коры. Однако общим эффектом должна быть миграция вверх слабо расплавленной фракции в форме мигматитовых гнейсов, расслоенных гнейсовых куполов или гнейсо-гранитов.

4. *Плавление перидотита (пиролита) при «нормальных» условиях, таких, как в океанических хребтах*, может происходить при выносе исходного материала вверх из зоны пониженных скоростей. Это относится к тем районам между островными дугами и континентом (внутридуговые бассейны [38]), где кора и литосфера имеют скорее океанический, чем континентальный,

тип и где, видимо, действуют локальные центры спрединга. Такие магмы, если они сформировались при высоких степенях плавления, будут иметь состав от оливиновых толеитов до высокоглиноземистых базальтов и будут почти безводными.

Предшествующее обсуждение указывает на значительное разнообразие возможных процессов образования магмы в островных дугах. Эти процессы усложняются смешением магм, различными путями фракционирования, определяемыми вариацией  $P_{H_2O}$ ,  $P_{O_2}$ , и контаминацией магмы во время прохождения ее через мощную кору континентального типа или типа островных дуг. При существующем уровне знаний трудно дать количественное описание всего процесса химического фракционирования океанической коры до коры островных дуг. Однако общая тенденция химической дифференциации очевидна. Так, очень важны андезиты, дациты и риодациты известково-щелочной серии, а также базальтовые андезиты, андезиты и более кислые производные толеитовой серии островных дуг [36]. Их важность определяется следующим наблюдением: эти богатые кремнеземом породы могут глубоко залегать и быть метаморфизованными в условиях эклогитовой фации, и все же образующиеся в результате минеральные ассоциации (включающие кварц, натриевый плагиоклаз и калиевый полевой шпат или слюду) не могут достигать большей плотности, чем плотность перидотита мантии. Таким образом, кора андезитового или более кислого состава не имеет потенциальной возможности для гравитационной неустойчивости, которая имеет место в коре или нижней части коры базальтового состава. Процессы метаморфизма высокой ступени и частичного плавления, происходящие в корнях островных дуг или в утолщенной континентальной коре орогенических районов, могут еще больше усилить химическую дифференциацию системы кора — мантия в результате концентрации гранитных пород в верхней части коры; при этом в нижней части коры будут скапливаться остатки, состав которых будет колебаться от пироксенового гранулита до анортозита [28].

### ЭВОЛЮЦИЯ КОРЫ НА ПРОТЯЖЕНИИ ГЕОЛОГИЧЕСКОГО ВРЕМЕНИ

Данные о континентальной коре, обсуждавшиеся в предыдущем разделе, указывают на три стадии ее эволюции; они могут быть суммированы следующим образом:

1. Базальтовая океаническая кора, развившаяся при частичном плавлении перидотитовой мантии.

2. Смешанная базальтово-андезитово-риодацитовая кора, развившаяся на второй стадии плавления океанической коры и при дальнейшем выделении магмы из перидотитовой мантии.

3. Устойчивая и сформировавшаяся континентальная кора, развившаяся при региональном метаморфизме, мигматизации и подъеме гранитных и гранодиоритовых интрузий, в результате чего происходило обогащение верхних и обеднение нижних частей коры низкоплавкими компонентами.

Эти стадии эволюции являются частью конвективного движения мантии и коры, в котором эффективное перемешивание материала верхней мантии до глубин по крайней мере 600—700 км осуществляется за время порядка 100 млн. лет. Этот процесс связан со спецификой структуры Земли, определяющейся существованием литосферных плит, хорошо выраженной зоны пониженных скоростей (астеносфера) и погружением холодных литосферных плит на глубину 600—700 км. Тем не менее в основе своей — это процесс геохимической дифференциации Земли, при котором низкоплавкие компоненты начинают концентрироваться в коре, а мантия становится все более тугоплавкой. Процесс направлен к формированию гравитационно и термически устойчивой слоистой Земли.

Необходимо проанализировать и интерпретировать геологические данные, чтобы установить длительность геологического времени, в течение

которого геодинамическая и геохимическая эволюция Земли имела такой же характер, как в настоящее время. Наличие линейных орогенических зон, включая зоны метаморфизма и офиолитовые комплексы, андезитовых экструзий и интрузий, а также особенности эвгеосинклинального образования осадков свидетельствуют о существовании условий типа островных дуг на протяжении всего палеозоя; таким образом, эти явления существуют по крайней мере миллиард лет. Аналогично можно думать, что процесс возникновения базальта в верхней мантии в палеозое не был существенно иным. Об этом свидетельствует существование древних провинций толеитовых базальтов и древних грабенов с интрузиями щелочных базальтов и оливиновых нефелинитов или их разновидностей, образующихся при низких давлениях. Наконец, палеомагнитные данные позволяют реконструировать палеоочертания континентов и указывают на большое относительное горизонтальное движение континентальных плит на протяжении последнего миллиарда лет.

### АРХЕЙСКАЯ КОРА

В районах стабильных континентальных щитов «мобильные пояса» [1], по-видимому, до некоторой степени сходны с орогеническими поясами палеозоя, но они пересекают древние «кратоны», или устойчивые блоки, — самые древние ( $2,5 \cdot 10^9$  лет), ныне выходящие на поверхность части земной коры, возраст которых можно установить. Эти районы, часто называемые гранито-зеленокаменными, хорошо обнажены и описаны в Южной Африке, западной Австралии и северной Канаде [19, 1, 57, 18]. Они включают неправильные дугообразные синклиналильные области, в которых преобладают ультрамафические, основные и андезитовые вулканические породы, залегающие в неоднородных гранодиоритовых гнейсах. Возрастные соотношения между вулканитами и гнейсами неясны. Региональные соотношения наводят на мысль, что гнейсы слагают фундамент, на котором залегают зеленокаменные породы, однако ряд данных свидетельствует о том, что синклиналильная и дугообразная форма залегания зеленокаменных пород обусловлена главным образом более поздним куполообразованием гнейсов [57]. Зеленокаменные породы залегают явно несогласно с интрузиями гранодиоритов — калиевых гранитов, а регионы щитов пересекаются дайками основных и ультрамафических пород (включая такие большие структуры, как Великая дайка Родезии). Зеленокаменные пояса во многих районах метаморфизованы слабо; нередко сохраняются первичные минералы и структуры (например, подушечные структуры, пустоты и т. п.). Минеральные ассоциации в гнейсах и гранитах также не указывают на образование в условиях высоких давлений. Типичные для коры сейсмические скорости прослеживаются до глубины 30—40 км. Эти районы, по-видимому, были удивительно стабильны на протяжении более 3 млрд. лет; они имеют только тонкий и слегка деформированный поверхностный слой отложений и не подвергались поднятиям или сильной эрозии. Очевидно, гранито-зеленокаменные породы континентальных щитов являются результатом процесса дифференциации коры и мантии, характерного для ранней стадии эволюции Земли. Такой вывод находит дальнейшее подтверждение в природе ультрамафических и мафических магм, которые составляют основную часть зеленокаменных пород.

М. и Р. Вильены [58] представили убедительные доказательства в пользу существования ультрамафических расплавов, излившихся в виде жидких магм под водой и образовавших основной тип пород самых нижних частей зеленокаменной серии в районе Барбертон в Южной Африке; они назвали эту специфическую породу перидотитовым коматитом. Сходные породы встречаются в зеленокаменной серии западной Австралии [18, 49] и в виде пластовых интрузий в архейских породах Канады [48]. Было показано экспериментально [33], что температура изливания ультрамафического расплава, приведенного в табл. 1, достигала по крайней мере 1600—1650 °С. Магма была существенно безводной ( $<1\%$   $H_2O$ ) и по содержанию основных эле-

ментов была похожа на «пиролит», с которым отождествляют состав современной верхней мантии в районах образования базальтовых магм.

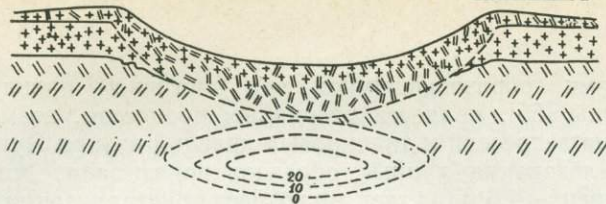
Порода, изученная экспериментально, появилась на земной поверхности, безусловно, в жидком состоянии и быстро остыла, образовав характерные структуры (они были воспроизведены в лаборатории при исследовании процесса охлаждения). В табл. 1 приведены также другие перидотитовые магмы; их структура, минеральный состав и местонахождение доказывают, что они были целиком жидкими и по составу были даже ближе к модельному пиролиту. Экспериментальные исследования показали, что только оливин  $Fo_{93}$  находится на ликвидусе перидотитового коматита вплоть до очень высоких давлений ( $\sim 40$  кбар) и что принципиальные различия (в отношениях  $100 Mg/(Mg + Fe)$  и пироксен/оливин) между коматитовыми и пиролитовыми составами согласуются с образованием коматита из очень сильно расплавленного (60—80%) пиролита, когда только оливин  $Fo_{93}$  остается в остаточной фазе. Потоки перидотитового коматита перекрываются и перемежаются породами, богатыми оливином и пироксеном; эти последние называются базальтовыми коматитами [52] или высокомагнезиальными базальтами [49]. Судя по химическому составу, эти базальты образовались при низком давлении за счет пород, более богатых оливином. Их генезис может отражать осаждение оливина и выделение его из родоначальной перидотитовой коматитовой магмы на земной поверхности или близ нее. В то же время они могут представлять собой непосредственно расплавленную (и поэтому богатую Mg) часть пиролитовой исходной породы, от которой магма отделялась при очень небольших давлениях. Для последнего механизма степень плавления должна быть ниже (до 40%), чем для образования перидотитовых коматитовых магм.

Особенности явно ультрамафических и основных магм архейских зеленокаменных поясов согласуются с плавлением мантии, близкой по составу (по крайней мере в части основных элементов) к пиролиту, но условия плавления должны быть существенно иными, чем при образовании современных базальтов. Сопоставление состава магмы с составами современных базальтов и подобного пиролиту исходного субстрата указывает на очень быстрый диапировый подъем исходных пород мантии и, возможно, на значительно более крутой геотермический градиент в верхних 100—200 км. Если такие условия полностью определялись эндогенными процессами, то из этого следует, что Земля 2,5 млрд. лет назад эволюционировала от более примитивного состояния (более высокая температура? более быстрая и глубокая конвекция?) к существующему слоистому состоянию. При этом динамика и распределение температур внутри твердой Земли сильно отличались от современных. В то же время уже должны были существовать гидросфера, какая-то атмосфера и процессы эрозии и накопления осадков. Архейский вулканизм и формирование коры, представленной породами возраста 2,5—3,5 млрд. лет, могут помочь установить ограничения на раннюю температуру и историю остывания Земли, на время образования ядра и коры и в конечном счете на модель аккреции — химически однородной или последовательной.

Однако результаты исследования Луны показывают, что может быть рассмотрена альтернативная гипотеза происхождения гранито-зеленокаменных серий [33]. Согласно этой гипотезе, «зеленокаменные» районы (районы развития ультрамафических — мафических серий) являются эквивалентами лунных морей, а «гранитные» районы — лунных нагорий. На жесткой коре быстрее остывающей Луны эти структуры сохранились на протяжении 2,5 млрд. лет. Но под действием эндогенных процессов во внешней части медленнее остывающей и высоко подвижной Земли они были сильно деформированы, мобилизованы, пронизаны новыми интрузиями и метаморфизованы (фиг. 8). Считается, что на Луне впадины морей возникли в результате столкновений. Тела, которые сталкивались с Луной, были очень крупными на ранней стадии ее истории, но со временем их величина уменьшалась. Заполнение возникших при столкновениях депрессий лавовы-

А. Столкновение и вызванное им плавление

~100 км



Б. Ультрамафические и мафические экзтрузии, боковое оползание, поднятие в центре



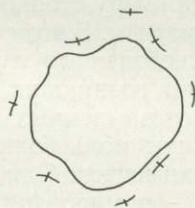
В. Проседание структуры, возникшей в результате столкновения. Мобилизация боковых пород



Г. Мобилизация и диапиризм боковых пород. Плавление на глубине складчатых вулканических пород



1 2 3 4 5



Стадии Б → В

Начальное плавление структуры, возникшей в результате столкновения, и магматическое заполнение

Стадия Г

Складкообразование и проседание структуры, возникшей в результате столкновения

Гранодиоритовые гнейсы („зеленокаменный” пояс), района Барбертон, Южная Африка

Фиг. 8. Иллюстрация гипотезы [23], согласно которой архейские зеленокаменные пояса являются земными эквивалентами лунных морей.

А. Прimitивная сиалическая кора испытала столкновение с очень крупным космическим телом, в результате чего образовалась большая структура глубиной ~30 км; ее дно покрыто выброшенным материалом, лежащим на брекчированных породах верхней мантии. Резкая разгрузка (падение давления) под местом столкновения вызвала плавление; пунктиром показана степень плавления (на глубине примерно 150 км). Структура характеризуется чрезвычайно сильной отрицательной гравитационной аномалией. Б. Частично расплавленный перидотит быстро поднимается в брекчию; при этом очень сильно увеличивается степень плавления. Происходит экзтрузия очень высокотемпературных ультрамафических (1600 °С) и базальтовых магм (коматитов); отмечается боковое оползание и осадконакопление. В. Усиленное внутреннее проседание структуры, возможно, под влиянием региональных напряжений в коре, но главным образом вследствие увеличения температуры подстилающих и боковых пород выброса. Первичная компонента коры (гранитная?) при этом может испытать перекристаллизацию, частичное плавление и образовать интрузии и купола в лежащих сверху плотных ультрамафических и мафических лавах. Вулканизм по своему характеру приближается к обычному базальтовому. Г. Основной процесс — смятие ультрамафических и мафических вулканических пород, усиленное поднятием и интрузией гнейсовых куполов. Породы, подстилающие первичные ультрамафические и мафические серии, становятся в этом случае интрузивными. В более глубоких зонах температура достаточно высока, чтобы вызвать новое плавление (при условии  $P_{H_2O} < P_{total}$ ) смешанного базальтового и „подстилающего” материалов; возникает вторая стадия вулканизма с андезитовыми и дацитовыми магмами. Д. «Вид сверху» структуры на стадиях Б — Г; сравнение с нерегулярной синклиальной структурой в зеленокаменном поясе Южной Африки [59].

1 — ультрамафическая мантия; 2 — сиалическая кора; 3 — ультрамафические и основные магмы; 4 — осадки; 5 — глубокое плавление в коре.

ми потоками, образовавшимися при частичном плавлении внутренних частей Луны [55], является вторичным процессом, возможно, следствием подъема дна депрессий и диапировых явлений внутри Луны. Геохронологические исследования лунных образцов показывают, что возраст Луны в целом равен ~4,6 млрд. лет, но возраст кристаллизации отдельных вулканических пород колеблется от 4,1 до 2,9 млрд. лет [11, 12].

Основные аргументы, которые позволили автору высказать предположение, что архейские зеленокаменные пояса являются измененными земными эквивалентами лунных морей, можно суммировать следующим образом:

1. Чрезвычайно высокая температура ультрамафических и мафических магм, формирующих нижнюю часть зеленокаменной серии, и их возникновение при столь высоких степенях плавления перидотитовой мантии; это наводит на мысль о том, что возникновение магмы было более катастрофичным и быстрым, чем в кайнозое. Столкновения с крупными метеоритами могли служить «спусковым механизмом» для такого мгновенного плавления мантии.

2. Неправильная форма зеленокаменных поясов наводит на мысль о приблизительно круговом обрушении и о проникновении пород сиалического типа в глубокие наполненные магмой впадины; едва ли она указывает на какое-либо сходство с линейными эвгеосинклиналями или островными дугами.

3. Геохронология лунных событий показывает, что столкновения Луны с крупными телами происходили в основном вплоть до 3,8—3,9 млрд. лет назад, а возможно, и позже, а заполнение морей продуктами вулканизма происходило вплоть до 2,9 млрд. лет назад. Земля должна была испытывать столкновения такой же или большей интенсивности во время формирования архейских гранито-зеленокаменных пород. Маловероятно, что подобные структуры сохранились в высокоподвижной земной коре в таком же виде, как лунные моря.

Наконец, Диц [14] представил убедительные доводы в пользу того, что структура Садбери (40 км в диаметре, возраст 1,7 млрд. лет) возникла в результате столкновения и характеризуется вызванным столкновением магматизмом. Диц [14, стр. 432] утверждает: «Мои поиски земных аналогов лунных морей привели меня к Садбери, как к примеру столкновения Земли с телом достаточно крупным, чтобы вызвать магматизм. В этом смысле структура Садбери может быть земным аналогом небольшого лунного моря». Идентификация других столкновений и поиски возникших в результате структур в районах щитов продолжаются. Гипотеза «земных аналогов лунных морей» предполагает более фундаментальную роль больших внешних сталкивающихся с Землей тел в активизации химической дифференциации системы мантия — кора при вулканическом формировании архейских зеленокаменных серий (фиг. 8).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Anhaeusser C. R., Mason R., Viljoen M. J., Viljoen R. P.*, A reappraisal of some aspects of Precambrian shield geology, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **80**, pp. 2175—2200, 1969.
2. *Armstrong R. L.*, Isotopic and chemical constraints on models of magma genesis in volcanic arcs, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **12**, pp. 137—142, 1971.
3. *Bullitude R. J., Green D. H.*, Experimental study at high pressures on the origin of olivine nephelinite and olivine melilite nephelinite magmas, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **3**, pp. 325—337, 1968.
4. *Burnham C. W.*, Hydrothermal fluids at the magmatic stage, in: *Barnes H. A.*, ed., *Geochemistry of Hydrothermal Ore Deposits*, Holt, Rinehart and Winston, New York, N.Y., pp. 34—76, 1967.
5. *Cann J. R.*, Major element variations in ocean-floor basalts, *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, Ser. A, **268**, pp. 495—505, 1971.
6. *Carey S. W.*, The orocline concept in geotectonics, I, *Pap. Proc. R. Soc. Tasmania*, **89**, pp. 255—288, 1955.

7. *Carey S. W.*, The tectonic approach to continental drift, in: *Continental Drift*, a symposium Geol. Dept. Univ. Tasmania Publication, pp. 177—355, 1958.
8. *Carey S. W.*, Australia, New Guinea and Melanesia in the current revolution in concepts of the evolution of the earth, *Search*, **1**, pp. 178—189, 1970.
9. *Carter J. L.*, Mineralogy and chemistry of the earth's upper mantle based on the partial fusion-partial crystallization model, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **81**, pp. 2021—2034, 1970.
10. *Coleman R. G.*, Plate tectonic emplacement of upper mantle peridotites along continental edges, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 1212—1222, 1971.
11. *Compston W.*, *Berry H.*, *Vernon M. J.*, *Chappell B. W.*, *Kaye M. J.*, Rubidium-strontium chronology and chemistry of lunar material from the Ocean of Storms, *Proc. Lunar Sci. Conf.*, 2nd, M.I.T. Press, Cambridge, Mass., **2**, pp. 1471—1486, 1971a.
12. *Compston W.*, *Vernon M. J.*, *Berry H.*, *Rudowski R.*, The age of the Fra Mauro formation: a radiometric older limit, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **12**, pp. 55—58, 1971b.
13. *Dietz R. S.*, Continental and ocean basin evolution by spreading of the sea-floor, *Nature*, **190**, pp. 854—857, 1961.
14. *Dietz R. S.*, Sudbury structure as an astrobleme, *J. Geol.*, **72**, pp. 412—434, 1964.
15. *Ernst W. G.*, Tectonic contact between the Franciscan melange and the Great Valley sequence: crustal expression of a late Mesozoic Benioff zone, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 886—901, 1970.
16. *Essene E. J.*, *Hensen B. J.*, *Green D. H.*, Experimental study of amphibolite and eclogite stability, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **3**, pp. 378—384, 1970.
17. *Gast P. W.*, Trace element fractionation and the origin of tholeiitic and alkaline magma types, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **32**, 1057—1086, 1968.
18. *Glikson A. Y.*, Geosynclinal evolution and geochemical affinities of early Precambrian systems, *Tectonophysics*, **9**, pp. 397—433, 1970.
19. *Goodwin A. M.*, Archaean proto-continental growth and early crustal history of the Canadian shield, *Int. Geol. Congr.*, 23rd, Prague, 1968, Rep., **1**, pp. 68—89, 1968.
20. *Green D. T.*, A review of experimental evidence on the origin of basaltic and nephelinitic magmas, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **3**, pp. 221—235, 1970a.
21. *Green D. H.*, The origin of basaltic and nephelinitic magmas, *Trans. Leicester Lit. Philos. Soc.*, **64**, pp. 26—54, 1970b.
22. *Green D. H.*, Compositions of basaltic magmas as indicators of conditions of origin: application to oceanic volcanism, *Philos. Trans. R. Soc. Lond., Ser. A*, **268**, pp. 707—725, 1971.
23. *Green D. H.*, Archaean greenstone terrains: possible terrestrial equivalents of lunar maria (в печати).
24. *Green D. H.*, *Ringwood A. E.*, Mineral assemblages in a model mantle composition, *J. Geophys. Res.*, **68**, pp. 937—945, 1963.
25. *Green D. H.*, *Ringwood A. E.*, The genesis of basaltic magmas, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **15**, pp. 103—190, 1967a.
26. *Green D. H.*, *Ringwood A. E.*, The stability fields of aluminous pyroxene peridotite and garnet peridotite and their relevance in upper mantle structure, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **3**, pp. 151—160, 1967b.
27. *Green D. H.*, *Nicholls I. A.*, *Viljoen M. H.*, *Viljoen R. P.*, Experimental study of extremely high temperature ultramafic volcanic extrusions (в печати).
28. *Green T. H.*, Experimental fractional crystallization of quartz diorite and its application to the problem of anorthosite origin, in: *Isachsen Y. W.*, ed., *Origin of Anorthosite and Related Rocks*, Memoir 18 of New York State Museum and Science Service, pp. 23—30, 1969.
29. *Green T. H.*, *Ringwood A. E.*, Genesis of the calc-alkaline igneous rock suite, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **18**, pp. 105—162, 1968.
30. *Green T. H.*, *Ringwood A. E.*, High pressure experimental studies on the origin of andesites, in: *McBirney A. R.*, ed., *Proceedings of the Andesite Conference*, State of Oregon, Dept. of Geology and Mineral Industries Bull., **65**, pp. 21—32, 1969.
31. *Hess H. H.*, History of ocean basins, in: *Petrologic Studies; a Volume to Honour A. F. Buddington*, *Geol. Soc. Am.*, New York, N.Y., pp. 599—620, 1962.
32. *Hill R. E. T.*, *Boettcher A. L.*, Water in the earth's mantle: melting curves of basalt — water and basalt — water — carbon dioxide, *Sci.*, **167**, pp. 980—982, 1970.
33. *Hutchison R.*, *Paul D. K.*, *Harris P. G.*, Chemical composition of the upper mantle, *Mineral. Mag.*, **37**, pp. 726—729, 1970.
34. *Isacks B.*, *Oliver J.*, *Sykes L. R.*, Seismology and the new global tectonics, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 5855—5900, 1968.
35. *Ito K.*, *Kennedy G. C.*, Melting and phase relations in a natural peridotite to 40 kilobars, *Am. J. Sci.*, **265**, pp. 519—538, 1968.
36. *Jakes P.*, *White A. J. R.*, Compositions of island arcs and continental growth, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **12**, pp. 224—230, 1971.
37. *James D. E.*, Andean crustal and upper mantle structure, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 3246—3271, 1971.
38. *Karig D. E.*, Origin and development of marginal basins in the Western Pacific, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 2542—2561, 1971.

39. *Kleeman J. D., Cooper J. A.*, Geochemical evidence for the origin of some ultramafic inclusions from Victorian basanites, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **3**, pp. 302—308, 1970.
40. *Kushiro I., Syono Y., Akimoto S.*, Melting of a peridotite nodule at high pressures and high water pressures, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 6023—6029, 1968.
41. *Lambert I. B., Wyllie P. J.*, Stability of hornblende and a model for the low velocity zone, *Nature*, **219**, pp. 1240—1241, 1968.
42. *Leggo P. J., Hutchison R.*, Rb-Sr study of ultrabasic xenoliths and their basaltic host rocks from the Massif Centale, France, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **5**, pp. 71—77, 1968.
43. *Le Pichon X.*, Sea-floor spreading and continental drift, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 3661—3697, 1968 [см. русский перевод: *Ле Пишон Кс.*, Спрединг океанического дна и дрейф континентов, в кн. «Новая глобальная тектоника» (тектоника плит), «Мир», М., 1974].
44. *McKenzie D. P.*, Speculations on the consequences and causes of plate motions, *Geophys. J.*, **18**, pp. 1—32, 1969.
45. *Minear J. W., Toksöz M. N.*, Thermal regions of a downgoing slab and the new global tectonics, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 1397—1420, 1970.
46. *Miyashiro A.*, Evolution of metamorphic belts, *J. Petrol.*, **2**, p. 277, 1961.
47. *Miyashiro A., Shido F., Ewing M.*, Diversity and origin of abyssal tholeiite from the Mid-Atlantic Ridge near 24° and 38° north latitude, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **23**, pp. 38—52, 1969.
48. *Naldrett A. J., Mason G. D.*, Contrasting Archaean ultramafic igneous bodies in Dundonald and Clergue Townships, Ontario, Can. *J. Earth Sci.*, **5**, pp. 111—142, 1968.
49. *Nesbitt R. W.*, Skeletal crystal forms in the ultramafic rocks of the Yilgarn block, Western Australia; evidence for an Archaean ultramafic liquid, *Geol. Soc. Austr.*, Spec. Publ. **3**, 1971.
50. *Nicholls G. D.*, Geochemical studies in the ocean as evidence for the composition of the mantle, in: *Runcorn S. K.*, ed., *Mantles of the Earth and Terrestrial Planets*, Interscience, New York, N.Y., pp. 285—304, 1967.
51. *Oxburn E. R., Turcotte D. L.*, The thermal structure of island arcs, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **81**, pp. 1665—1688, 1970.
52. *Ringwood A. E.*, The chemical composition and origin of the Earth, in: *Hurley P. M.*, ed., *Mineralogy of the Mantle*, M.I.T. Press Cambridge, Mass., pp. 287—356, 1966.
53. *Ringwood A. E.*, Composition and evolution of the upper mantle, in: *Hart P. J.*, ed., *The Earth's Crust and Upper Mantle — Geophys. Monogr. 13*, Am. Geophys. Union, Washington, D.C., pp. 1—17, 1969 [см. русский перевод: *Рингвуд А. Э.*, Состав и эволюция верхней мантии, в кн.: *Харт П.*, ред., *Земная кора и верхняя мантия*, «Мир», М., 1972].
54. *Ringwood A. E.*, Phase transformations and mantle dynamics *Aust. Natl. Univ.*, Dep. Geophys. Geochem., Publ. 999, 1971.
55. *Ringwood A. E., Essene E. J.*, Petrogenesis of Apollo 11 basalts, internal constitution and origin of the moon, in: *Levinson A. A.*, ed., *Proc. Apollo 11 Lunar Science Conference*, Pergamon Press, London, **1**, pp. 769—799, 1970.
56. *Ringwood A. E., Green D. H.*, An experimental investigation of the gabbro-eclogite transformation and some geophysical consequences, *Tectonophysics*, **3**, pp. 383—427, 1966.
57. *Viljoen M. J., Viljoen R. P.*, An introduction to the geology of the Barberton granite-greenstone terrain, in: *Upper Mantle Project*, *Geol. Soc. S. Afr.*, Spec. Publ., **2**, pp. 9—28, 1969a.
58. *Viljoen M. J., Viljoen R. P.*, Evidence for the existence of a mobile extrusive peridotitic magma from the Komati Formation of the Onverwacht Group, in: *Upper Mantle Project*, *Geol. Soc. S. Afr.*, Spec. Publ., **2**, pp. 87—112, 1969.
59. *Viljoen M. J., Viljoen R. P.*, The geology and geochemistry of the lower ultramafic unit of the Onverwacht Group and a proposed new class of igneous rock, in: *Upper Mantle Project*, *Geol. Soc. S. Afr.*, Spec. Publ., **2**, pp. 55—85, 1969c.
60. *Vine F. J., Matthews D. H.*, Magnetic Anomalies over oceanic ridges, *Nature*, **199**, pp. 947—949, 1963.
61. *Wyllie P. J.*, Role of water in magma generation and initiation of diapiric uprise in the mantle, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 1328—1338, 1963.

# РОЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ В ПРОЦЕССАХ МЕТАМОРФИЗМА И ИХ СВЯЗЬ С ТЕКТОНИЧЕСКИМИ ДВИЖЕНИЯМИ ОТДЕЛЬНЫХ РЕГИОНОВ И ЛОЖА ОКЕАНОВ

А. Миясиро

(Отделение геологических наук, Университет штата Нью-Йорк, Олбани, США)

За последние десять лет была экспериментально разработана шкала метаморфизма пород при разных соотношениях давления  $P$  и температуры  $T$ . Судя по этой шкале, температура регионального метаморфизма выше, чем предполагалось ранее; частичное плавление пород — обычное явление в коре континентального типа, возможно, связанное с формированием гранитных массивов и главных слоев коры; эклогиты устойчивы в коре и мантии в широком диапазоне  $P$  и  $T$ . Метаморфизм в условиях высоких давлений (глаукофановая фация) протекает при очень небольшом температурном градиенте, что предположительно может происходить в процессе тектонического погружения пород.

Региональный метаморфизм приурочен к орогеническим поясам в сближающихся краевых зонах литосферных плит, а метаморфизм океанического ложа — к срединно-океаническим хребтам (расходящимся краевым зонам плит). Во многих орогенических поясах в результате детального петрографического картирования было выявлено региональное распределение параметров  $P$  и  $T$  в областях метаморфизма. Эти данные позволяют перебросить мост от минералогических и петрографических исследований к интерпретации тектонических процессов в орогенических поясах. Метаморфизм низких давлений (андалузитовая фация) пользуется более широким распространением, чем метаморфизм промежуточных и высоких давлений. Докембрийские породы испытали в основном метаморфизм низких давлений на сравнительно небольших глубинах. Детальные полевые исследования и геохронологические измерения показали, что история метаморфизма во многих районах сложнее, чем это считалось ранее.

Для многих частей Тихоокеанского кольца характерны парные пояса метаморфизма высоких и низких давлений. Метаморфические пояса высоких давлений формировались при погружении блоков литосферы до глубин верхней мантии, а пояса метаморфизма низких давлений, к которым приурочены граниты и андезиты, формировались над зонами Бениоффа в результате термического и иных воздействий поднимающегося из этих зон материала. Видимое возрастание роли фации глаукофановых сланцев по мере уменьшения геологического возраста пород, возможно, объясняется вековыми изменениями в характере тектонических движений плит.

Недавно обнаружено, что вновь образующаяся океаническая кора (за исключением ее поверхностного слоя) испытывает метаморфизм под срединно-океаническими хребтами. Эта кора перемещается в горизонтальном направлении вместе с разрастающимся ложем океана. Процессы метаморфизма размагничивают значительную часть коры. При течении расплавов, связанных с метаморфизмом, может переноситься тепло, благодаря чему возрастает поток тепла под срединно-океаническими хребтами.

## ВВЕДЕНИЕ

Исследования метаморфических пород в последнее десятилетие стали намного разнообразнее. Наметилось много новых перспективных направлений работы. Я, однако, хочу остановиться лишь на тех из них, которые могут оказать сильное влияние на наши представления о крупномасштабных тектонических процессах. Дело в том, что большинство геологов и геофизиков больше интересуются тектоническим аспектом проблем метаморфизма, чем вопросами, имеющими чисто минералогическое или петрологическое значение.

С точки зрения тектоники представляет интерес лишь региональный метаморфизм и метаморфизм океанического ложа. *Региональный метаморфизм* приурочен к орогеническим поясам, которые тектоника плит рас-

считывает как области схождения краевых зон двух литосферных плит. *Метаморфизм океанического ложа* приурочен к срединно-океаническим хребтам, которые представляют собой области расхождения краевых зон двух литосферных плит. Изучение соответствующего метаморфизма дает важные сведения о тектонических процессах в этих областях. В учебниках петрологии рассматривается много других видов метаморфизма, которые не имеют особого значения для тектоники. Здесь пойдет речь исключительно о метаморфизме океанического ложа и о региональном метаморфизме.

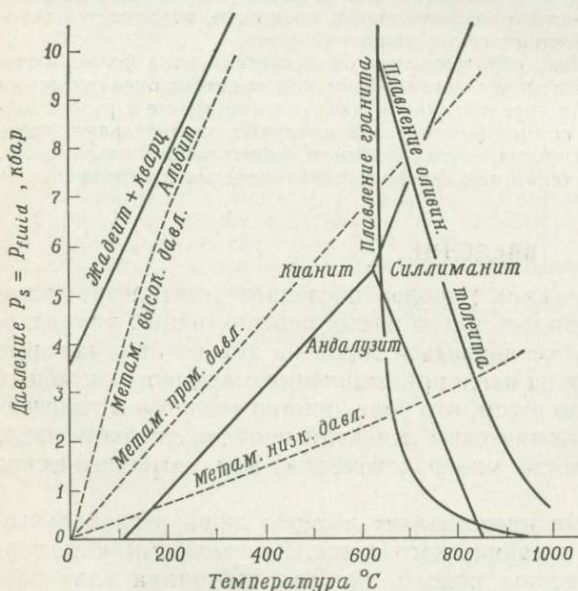
В частности, будут рассмотрены несколько подробнее три успешно разрабатываемые темы и их значение для тектоники: 1) создание шкалы метаморфизма пород в зависимости от  $P$  и  $T$ ; 2) природа регионального метаморфизма; 3) метаморфизм океанического ложа.

## ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ МЕТАМОРФИЗМЕ

**Успехи экспериментальных исследований.** С начала нынешнего столетия многие ведущие специалисты в области петрологии метаморфических пород мечтали о тех днях, когда на основе экспериментальных данных удастся определить параметры  $P$  и  $T$  при метаморфизме. Сейчас эта мечта в значительной степени осуществилась. Практически изучен синтез всех минералов метаморфических пород. Вопрос о параметрах метаморфизма можно обсуждать, опираясь в основном на результаты экспериментов. Книга Винклера [110], посвященная петрологии метаморфических пород, в которой автор особо подчеркнул важность эксперимента, — это вовремя прозвучавшая победная песнь экспериментальной петрологии.

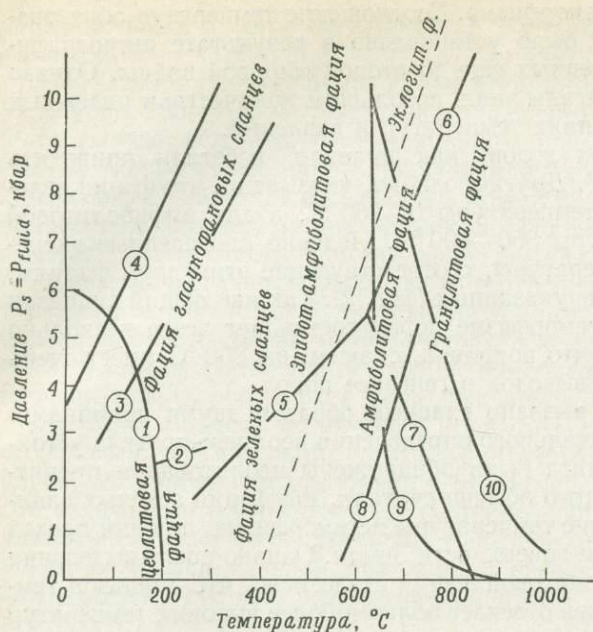
В 1957 г. Робертсон и др. [94], а в 1960 г. Берч и Ле-Конт [9] определили кривые фазового равновесия двух реакций: 2 жадеит = альбит + нефелин и жадеит + кварц = альбит. Это были первые успехи в экспериментах с высокими давлениями. На фиг. 1 показана кривая для второй реакции, которая, как это принято считать, близка к граничным условиям метаморфизма высоких давлений — низких температур.

Другим примером экспериментально изученных реакций типа твердая фаза — твердая фаза могут служить фазовые переходы между полиморфными модификациями  $Al_2SiO_5$  (андалузит, кианит, силлиманит); о них мы скажем ниже (см. также фиг. 1, 2). Кривые фазового равновесия таких реакций незаменимы для оценки  $P_s$  и  $T$ , поскольку реакции протекают независимо от  $P_{H_2O}$  и  $P_{CO_2}$ .



Фиг. 1. Области устойчивости жадеита, ассоциирующегося с кварцем, а также трех модификаций  $Al_2SiO_5$ .

Показаны кривые начала плавления гранита и оливинового толента (пунктирными линиями) геотермические градиенты метаморфизма низких, промежуточных и высоких давлений.



Фиг. 2. Температуры и давления, соответствующие основным метаморфическим фациям.

Показаны следующие кривые фазовых равновесий для важных метаморфических реакций, а также кривые плавления: 1) анальцит + кварц = альбит +  $H_2O$  [104]; 2) лавсонит + 2кварц +  $2H_2O$  = ломонит [103]; 3) арагонит = кальцит [66, 18, 58]; 4) жадеит + кварц = альбит [9, 84]; 5) кианит = андалузит [3, 90]; 6) кианит = силлиманит [3, 90]; 7) андалузит — силлиманит [3, 90]; 8) мусковит + кварц = К-полевоый шпат +  $Al_2SiO_5 + H_2O$  [37, 20]; 9) начало плавления гранита [112]; 10) начало плавления оливнивого толеита [112]. Эклогит. ф. — нижний предел эклогитовой фацции [43].

Однако большая часть реакций прогрессивного метаморфизма протекает с высвобождением воды и  $CO_2$ . Много реакций этого типа изучено экспериментально и обсуждается в ряде работ [110, 29, 54].

Поскольку метаморфизм связан с изменением пород, находящихся, по существу, в твердом состоянии, то температура плавления пород соответствует верхней температурной границе метаморфизма. Как показано на фиг. 1, граниты начинают плавиться при 620—700 °C в интервале давлений 2—10 кбар, если  $P_s = P_{fluid}$ . Глинистые породы начинают плавиться при несколько большей температуре. При уменьшении  $P_{H_2O}$  температура плавления увеличивается. При отсутствии воды граниты начинают плавиться при температуре около 950 °C при нулевом давлении, и эта температура будет увеличиваться с увеличением давления. Поскольку значение  $P_{H_2O}$  при метаморфизме точно не установлено, то и верхняя температурная граница определяется неоднозначно.

**Теоретические работы.** Теоретический анализ факторов, определяющих метаморфизм, — необходимое условие использования результатов экспериментальных работ при интерпретации петрографических данных. Основы такого анализа были заложены в 50-е годы Томпсоном [105] и Коржинским [61]. В тот же период был установлен и характер дегидратации и декарбонизации при метаморфизме [19, 105, 49, 45]. В начале 60-х годов было впервые осознано влияние  $P_{O_2}$  на стабильность железомagneзиальных силикатов [36, 83, 76].

Появление метаморфических минералов, таких, как кордиерит и ставролит, зависит не только от физических условий ( $P$  и  $T$ ), но в неменьшей степени и от общего химического состава пород, испытывающих метаморфизм. Диапазон устойчивости минерала определяется сопутствующими минералами. Приложение результатов эксперимента к естественным породам с разнообразным химическим и минеральным составами можно облегчить, используя теоретические петрологические палетки, основанные на правиле минералогических фаз Скрейнемакенса. Построение таких палеток описано в ряде работ [1, 53, 56].

**Шкала давлений и температур для метаморфических фацций.** Теоретические основы петрологии метаморфических пород опираются главным образом на принцип метаморфических фацций и на зональное картирование

областей прогрессивного метаморфизма. Соотношение температур образования метаморфических фаций было установлено в результате петрографических исследований, проведенных еще до второй мировой войны. Однако вплоть до 1960 г. мы располагали лишь небольшим количеством надежных данных об абсолютных значениях температур и давлений.

Осторожные авторы 50-х годов, как правило, избегали приводить количественные оценки  $P$  и  $T$ . Другие, однако, указывали, что фации зеленых сланцев соответствуют температуры 0—250 °С, а для амфиболитовой фации характерны температуры 350—600 °С. Недавно проведенные эксперименты показали, что температуры, соответствующие этим двум фациям, вероятно, на 100—350 °С выше указанных (фиг. 2). Так как общий диапазон температур при обычном метаморфизме пород составляет всего несколько сотен градусов, то очевидно, что поправка, скажем, на 300 °С имеет очень важное значение для любых выводов о генезисе пород.

Изменение оценок было вызвано главным образом двумя причинами. Во-первых, в ходе экспериментального определения верхнего предела устойчивости пренита и пумпеллита были обнаружены цеолитовая и пренит-пумпеллитовая фации. До этого обычно считали, что фации зеленых сланцев соответствуют самые низкие температуры метаморфизма, нижний предел которых близок к температуре поверхности Земли. Однако после выделения цеолитовой и пренит-пумпеллитовой фаций стало ясно, что диапазон температур фации зеленых сланцев отвечает области более высоких температур этих двух фаций. Некоторые ассоциации минералов цеолитовой фации устойчивы в диапазоне 250—300 °С. Даже ассоциация анальцит + кварц, которая устойчива в средней части области цеолитовой фации, как оказалось, сохраняется примерно до 200 °С в диапазоне давлений 0—2 кбар (см. кривую 1 на фиг. 2). Таким образом, установление цеолитовой и пренит-пумпеллитовой фаций позволило резко повысить оценку температур, присущих низкой ступени метаморфизма.

Другая причина состоит в том, что эксперименты указали на много более высокую температуру тройной точки модификаций  $Al_2SiO_5$  (фиг. 1), чем это считалось ранее. Исследования, проведенные в первой половине 60-х годов, дали следующие значения параметров этой точки:  $T = 300—390$  °С,  $P = 8—9$  кбар. В конце 60-х годов были получены большие значения для температуры и меньшие — для давления. Так, Олтаус [3] и Ричардсон и др. [90] приводят значения  $T \sim 600$  °С и  $P \sim 6$  кбар (фиг. 1, 2). Поскольку тройная точка, вероятно, соответствует нижней части амфиболитовой области, то указанные величины означают, что амфиболитовой области отвечают температуры около 600 °С и выше и широкий диапазон давлений по обе стороны от значения 6 кбар.

Следует отметить, что метод определения температуры пород по изотопам кислорода успешно развивается, так что сейчас возможна количественная оценка температуры метаморфизма. Полученные данные, как правило, согласуются с результатами синтеза минералов в экспериментальных условиях.

**Значение для петрогенезиса и тектоники недавно разработанной шкалы  $P$ ,  $T$ , характеризующей метаморфические фации.** Предложенная шкала  $P$ ,  $T$ , разумеется, несовершенна и в дальнейшем должна быть до некоторой степени видоизменена. Однако она, безусловно, позволяет нам опереться на гораздо более прочную основу, чем десять лет назад. Исходя из того, что шкала более или менее надежна, остановимся на вопросе о ее значении. В связи с этим охарактеризуем три проблемы.

**Граниты и гранулиты.** В конце 40-х и начале 50-х годов значительное число авторов настаивали на метаморфическом происхождении гранитных пород. Весьма тщательно и изобретательно обосновал эту гипотезу Рамберг [89]. Однако его доводы отчасти опирались на старые, заниженные оценки температуры формирования метаморфических фаций, в связи с чем он исключал возможность возникновения магмы при частичном плавлении

коры; отсюда и его убеждение в метаморфическом происхождении гранитов.

По нашей оценке температура формирования амфиболитовой фации составляет 600—700 °С. Частичное плавление этой фации может начаться в том случае, если  $P_{H_2O}$  окажется равным или близким  $P_s$  (фиг. 2). Поэтому сама возможность частичного плавления коры уже не может быть предметом дискуссии. Однако все еще неясно, может ли частичное плавление в коре привести к возникновению обычных гранитов орогенических поясов с наблюдаемым отношением изотопов Sr (см. ниже).

Поскольку гранулитовой фации соответствует более высокая температура, чем амфиболитовой, то гранулиты могут чаще испытывать частичное плавление. В расплаве может находиться довольно большое количество воды, и потому появление и увеличение объема расплавленной фазы метаморфических пород может сопровождаться существенным уменьшением  $P_{H_2O}$ . Этот процесс может быть причастен к дегидратации минеральных ассоциаций. Химический состав гранулитовой фации метаморфических пород систематически отклоняется от состава низкотемпературных фаций. Это означает, что данные фации соответствуют части пород, не затронутой плавлением. Частичное плавление и последующий подъем жидкой фракции могли оказаться главной причиной образования слоев коры, поскольку гранулитовые породы, по-видимому, широко распространены в ее нижней части.

*Причина регионального метаморфизма высоких давлений.* Миясиро [74] подчеркнул широкие вариации геотермического градиента при региональном метаморфизме и предложил в связи с этим выделять три типа метаморфизма:

1. Метаморфизм низких давлений (первоначальное название «андалузит-силлиманитовый тип»), который соответствует геотермической кривой, проходящей на фиг. 1 ниже (по оси давлений) тройной точки равновесия модификаций  $Al_2SiO_5$ .

2. Метаморфизм промежуточных давлений (первоначальное название «кианит-силлиманитовый тип»), который соответствует геотермической кривой, проходящей лишь немного выше тройной точки по оси давлений.

3. Метаморфизм высоких давлений (первоначальное название «жадеит-глаукофановый тип»), соответствующий геотермической кривой, которая по оси давлений приближается снизу к границе устойчивости системы жадеит + кварц или пересекает эту границу.

Каждому типу соответствуют характерные метаморфические фации. Для обозначения этих типов и соответствующих фаций используется выражение «барические типы».

Средний геотермический градиент регионального метаморфизма высоких давлений равен 10 °С/км. Столь anomalно низкое значение градиента не может соответствовать стабильным условиям. Вероятно, такой градиент связан с тектоническим погружением и поддерживается очень непродолжительное время после их прекращения. Это согласуется с сообщениями [100] о сравнительной кратковременности фазы перекристаллизации при конкретных проявлениях метаморфизма, а также с точкой зрения, согласно которой метаморфизм высоких давлений связан с поддвижением (субдукцией) блоков океанической коры вдоль зон Бениофа.

*Эклогиты.* Установился традиционный взгляд, что эта порода образуется только при чрезвычайно высоких давлениях больших глубин и, по-видимому, в мантии. Это отрицают Грин и Рингвуд [43], которые показали, что условия формирования эклогитовой фации могут быть выполнены не только в мантии, но и в коре. Диапазон шкалы  $P, T$  для эклогитовой фации перекрывает соответствующие диапазоны для эпидотовой — амфиболитовой, глаукофановой и других фаций, хотя эклогитовой фации соответствует меньшее значение  $P_{H_2O}$ , чем остальным упомянутым фациям (фиг. 2). Поэтому значительная часть нижней коры может соответствовать как гранулитовой, так и эклогитовой фации. Условия, в которых происходит

плавление эклогитовых пород, могут играть важную роль при формировании вещества коры. Экспериментальному и теоретическому изучению эклогитов посвящено большое количество опубликованных работ [112, 91].

## ПРИРОДА И ТЕКТОНИЧЕСКОЕ ЗНАЧЕНИЕ РЕГИОНАЛЬНОГО МЕТАМОРФИЗМА

**Успехи петрографического картирования поясов регионального метаморфизма.** Петрографическое картирование позволило установить картину распределения метаморфических фаций и рядов фаций в соответствующих орогенических поясах. Подобные работы перебрасывают мост от исследования метаморфических минералов и их ассоциаций к теоретическим выводам о тектонической истории орогенических поясов. Одна из первых попыток такого анализа была, в частности, предпринята в Шотландии [60] и Японии [74].

За последнее десятилетие составлены крупномасштабные петрографические карты, например, для Шотландских нагорий [13], Северных Аппалачей [2], Швейцарских Альп [85] и Новой Зеландии [63]. В Шотландских нагорьях и на севере Аппалачей области метаморфизма низких давлений переходят в области метаморфизма промежуточных давлений. Для Шотландских нагорий была проведена корреляция термической истории, фаз тектонических движений и возраста пород по изотопам [23]. Добрецов и др. [25] и Соболев и др. [99] опубликовали «Карту метаморфических фаций СССР» масштаба 1 : 7 500 000.

Международный геологический союз создал рабочую группу по картированию метаморфических поясов Земли во главе со Звартом. Эта группа подготовила единую схему составления петрографических карт метаморфических поясов. В результате появилась новая хорошая карта распределения метаморфических фаций в Японии масштаба 1 : 2 000 000 [51]. Готовятся к изданию карты распределения метаморфических фаций в Европе (редактор Зварт), Советском Союзе (редактор В. С. Соболев) и в Австралии (редактор Валланс).

**Важные факты, выявленные в ходе петрографического картирования.** Предпринятое в глобальном масштабе петрографическое картирование позволило установить некоторые факты, имеющие большое значение для петрологии и тектоники.

*Преобладание регионального метаморфизма низких давлений.* Судя по результатам картирования, метаморфизм низких давлений распространен гораздо шире, чем метаморфизм двух других барических типов (Зварт, устное сообщение). Он отмечен в различных областях Японии, на северо-востоке Китая, во многих местах Австралии [108], Новой Зеландии, на Балтийском щите (в Фенноскандии и Карелии), в герцинском поясе Европы [116], на севере Аппалачей, в Колумбии и Чили [40].

*Видимые вековые изменения регионального метаморфизма и природа докембрийских областей.* Региональный метаморфизм низких давлений, вероятно, происходил во все геологические эпохи, во всяком случае, начиная с середины докембрия (Фенноскандия) до третичного времени (пояс Хидака в Японии). В то же время докембрийские области метаморфизма высоких давлений чрезвычайно редки. Большая часть метаморфических пород высоких давлений датируется верхним палеозоем или более поздним временем (табл. 1).

Что бы ни означали эти геохронологические соотношения, существенно, что значительная часть докембрийских щитов сложена метаморфическими породами низких давлений [114, 115]. Большая часть этих пород относится к амфиболитовой фации или к еще более низкотемпературным фациям. Долгое время считалось, что Фенноскандия и многие другие докембрийские щиты, где широко представлены гранитные массивы, соответствуют уровню самой глубокой эрозии на Земле. Этот взгляд сейчас оспаривается, причем

Барические типы и возраст областей регионального метаморфизма

Тип метаморфизма	Возраст		
	Докембрий	Палеозой	Мезо-кайнозой
Низкие давления	Свекофенниды Карелиды Канада (частично) Австралия Северо-восток Китая	Герциниды Аппалачи (частично) Восточная и южная Австралия Пояс Хида, Япония Серия Пичилему, Чили	Пояс Рёке—Абукума Пояс Хидака, Япония
Промежуточные давления	Канада (частично)	Каледониды Аппалачи (частично)	Кордильеры Северной Америки (частично)
Высокие давления		Пояс Сангун, Япония Серия Курепто, Чили	Альпы Францисканская группа, Калифорния Пояс Санбагава, Япония Пояс Камуикотан, Япония Новая Каледония

его противники основываются на вновь полученных петрографических данных. Анализ фиг. 1 четко показывает, что некоторым областям метаморфизма промежуточных и высоких давлений должны соответствовать большие давление и глубина формирования, чем у упомянутых докембрийских гранитов.

*Широкое распространение метаморфических пород, формировавшихся при низких температурах.* До середины 50-х годов было принято относить к областям метаморфизма лишь такие, где явно выражена перекристаллизация пород. Однако во многих областях, не считавшихся метаморфическими и примыкавших к «низкотемпературному» краю территорий с явной перекристаллизацией пород, в дальнейшем обнаружили в разной степени выраженную перекристаллизацию, обусловленную низкими температурами (как, например, в фациях цеолитовой, пренит-пумпеллиитовой, глаукофановой и зеленых сланцев). Таким образом, резко возрос процент площадей, где были выявлены метаморфические породы.

Полученные результаты не только позволили нам раздвинуть границы поясов метаморфизма, но и оказали влияние на наши представления о его природе. В 50-х годах преобладал взгляд, согласно которому происхождение глаукофановых сланцев связано с местным воздействием массивов ультраосновных (и основных) пород. Однако недавно было установлено, что глаукофановая фация распространена в региональном масштабе [30]. Доказано и широкое распространение, а также большое разнообразие цеолитовой фации. Зона пренит-пумпеллиитовой фации обнаружена в районах, относящихся ко всем барическим типам метаморфизма [51]. Пренит-пумпеллиитовая фация описана в областях надежно установленного метаморфизма в Швейцарских Альпах и на севере Аппалачей в той части, где температура метаморфизма была минимальной [85, 113].

*Сложная история метаморфизма.* Ранее обычно считали, что область с взаимосвязанными проявлениями метаморфизма формировалась в течение одного этапа геологической истории. Детальное картирование наряду с широким применением датировки пород по изотопам показали, что во

многих районах это не так. Оказалось, например, что область метаморфизма северных Аппалачей имеет длительную и сложную историю, которая включает ряд фаз метаморфизма. Хотя наши знания о возрасте минеральных ассоциаций различных районов еще неполны, можно с уверенностью утверждать, что они формировались в разное время [95, 2, 65]. Сравнительно простая картина распределения температуры метаморфизма в пределах данной области еще не говорит о простом прогрессивном метаморфизме, протекающем в течение ограниченного периода времени.

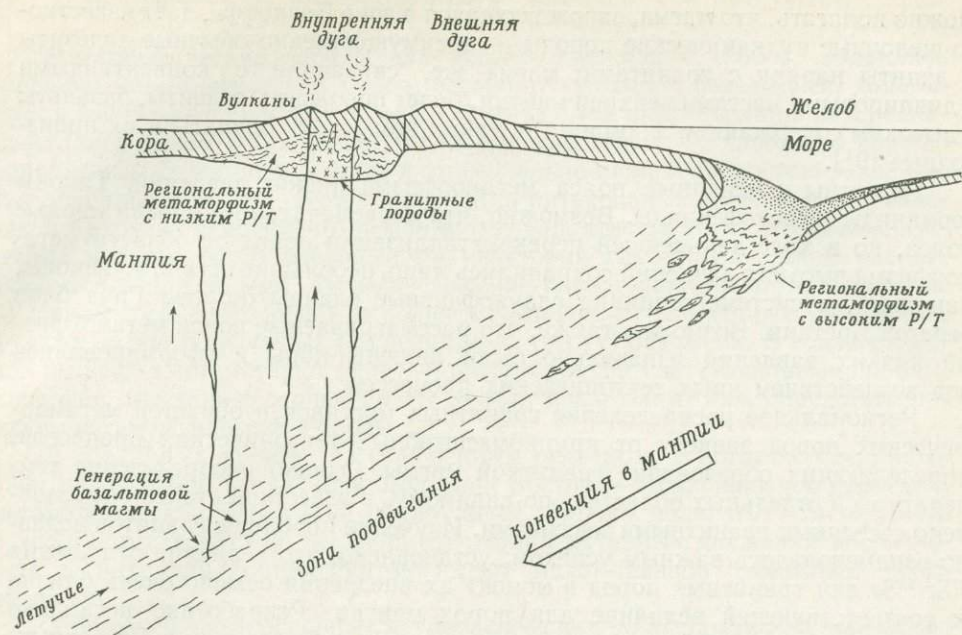
Перекристаллизации пород в одной части области может отвечать отложение осадков в другой ее части, которая в свою очередь может подвергнуться перекристаллизации в ходе более поздней фазы метаморфизма. При беглых же наблюдениях может показаться, что все породы этой области испытали перекристаллизацию в течение одной фазы метаморфизма. Такое чередование фаз метаморфизма и периодов осадконакопления, создающее видимость одного цикла метаморфизма, установлено для района развития сланцев Хааст в Новой Зеландии [63] и для районов третичного метаморфизма в Японии [96]. Сапп [100], используя метод датирования пород по отношению К/Аг, показал, что область метаморфизма высоких давлений в Калифорнии (породы Францисканской группы) имеет сложную историю, так как здесь в ряде районов отложение осадков и перекристаллизация не синхронны во времени.

**Тектоника плит и региональный метаморфизм.** *Парные пояса метаморфических пород в зоне Тихоокеанского кольца.* Парные пояса известны в ряде участков Тихоокеанского кольца, например, на островах Хонсю и Хоккайдо, на Сулавеси, в Новой Зеландии и Чили. Можно также считать, что Францисканская группа и горы Сьерра-Невада в Калифорнии представляют собой аналогичную пару. Такая пара состоит из двух параллельных поясов регионального метаморфизма высоких и низких давлений. Первый из них обычно расположен ближе к океану.

Еще до возникновения концепции тектоники плит и даже гипотезы раздвижения океанического дна (спрединг) некоторые японские геологи объясняли происхождение парных поясов метаморфических пород поддвижением (субдукцией) дна Тихого океана вдоль зон Бениоффа под островные дуги и краевую часть континента [74, 75, 78]. При этом пояс метаморфизма высоких давлений сопоставлялся с зоной современного океанического желоба, а пояс низких давлений — с зоной вулканизма островной дуги (фиг. 3). Это представление широко используется при интерпретации тектоники плит.

Современные островные дуги обычно представляют собой двойную дугу, причем внутреннюю образуют вулканические породы, а внешнюю — породы невулканического происхождения. Другими словами, невулканическая дуга располагается между вулканической и океаническим желобом. Согласно модели образования парных поясов, предложенной Миясиро [78], невулканическая дуга является частью океанического желоба (фиг. 3), однако Мацуда [67] и Мацуда и Уэда [69] считают эту дугу независимой структурой.

*Пояса метаморфизма высоких давлений.* Рассмотрим область метаморфизма высоких давлений в Калифорнии. Многие ученые утверждали, что метаморфизм был связан здесь с поддвижением (субдукцией) Тихоокеанской плиты под Северо-Американскую. Предполагается, что осадки этой группы отлагались на дне Тихого океана и желоба, тянувшегося вдоль западного побережья Северной Америки. Офиолитовые же породы рассматриваются как обломки океанической коры и верхней мантии, захваченные дислоцируемыми осадками [14]. Гамильтон [46] предположил, что вулканические породы палеозойской и мезозойской эвгеосинклинали на западе Северной Америки содержат обломки не только океанической коры и верхней мантии, но и вулканических островных дуг, которые некогда существовали западнее континента, а затем были пододвинуты к его окраине и причленились к ней.



Фиг. 3. Первоначальная модель происхождения парных поясов метаморфизма. Пояса метаморфизма низких и высоких давлений соответственно относятся к типу метаморфизма с высоким и низким значением  $P/T$  [78].

Некоторые пояса метаморфизма высоких давлений, по-видимому, не связаны с парными поясами низких давлений. Хорошо известным примером могут служить Альпы Западной Европы. Тем не менее Эрнст [31] указал на сходство структур и петрологии Альпийского пояса метаморфизма высоких давлений и аналогичных поясов Японии и Калифорнии, высказав предположение и о сходстве их происхождения. По его мнению, степень метаморфизма пород пояса в общем всегда возрастает в направлении погружающейся плиты и большой ширине пояса метаморфизма соответствуют (не как правило, а как тенденция) более высокие максимальные давления, а следовательно, распространение зоны поддвига (субдукции) на большую глубину.

Пояса метаморфизма низких давлений, гранитные интрузии и андезитовый вулканизм. Сопоставление различных участков Тихоокеанского кольца наводит на мысль, что под зоной интенсивного андезитового вулканизма находится региональный пояс метаморфизма низких давлений и что гранитные интрузии, прорывая этот комплекс метаморфических пород, достигают нижней части зоны андезитового вулканизма. При соответствующем неглубоком уровне эрозии для такого района будут обычны интрузии гранитов и андезиты.

Высокие температуры на малых глубинах, характерные для метаморфизма низких давлений, обусловлены, вероятно, термическим воздействием восходящих гидротермальных растворов и магмы, а также конвективным и диапировым (протрузии) поднятием перидотитовых пород верхней мантии над зонами Бениоффа. Гидротермальные растворы и магма, зарождающиеся в зонах Бениоффа, переносят тепло, вызывая этим конвективные и диапировые поднятия вещества. Магма образуется при частичном плавлении блоков океанической коры, погружающихся вдоль зон Бениоффа. Восходящие конвективные и диапировые массы на определенной глубине тоже подвергаются частичному плавлению, но при этом образуется магма иного типа.

Можно полагать, что магма, зарождающаяся в зоне Бениоффа, дает известково-щелочные вулканические породы — преимущественно обычные андезиты и дациты наряду с гранитами; магма же, связанная с конвективными и диапировыми массами верхней мантии, будет порождать толеиты, базальты с высоким содержанием алюминия, а также щелочные базальты и их производные [91].

Известны и непарные пояса метаморфизма низких давлений. Таковы герциниды и свекофенниды. Возможно, что первоначально это были парные пояса, но в ходе дальнейшей перекристаллизации пород от области метаморфизма высоких давлений сохранились лишь небольшие останцы. Таковы, например, в системе герцинид глаукофановые сланцы острова Груа близ берегов Бретани. Возможно также, что рассматриваемые пояса метаморфизма низких давлений изначально были лишены пары и сформировались под воздействием иных тектонических процессов.

Региональное распределение гранитных массивов и областей метаморфических пород зависит от крупномасштабных тектонических процессов, определяющих образование гранитной магмы. Однако распределение температуры в отдельных областях, по-видимому, в известной степени обусловлено соседними гранитными массивами. Изучение проблемы гранитов недавно ознаменовалось важным успехом: установлено, что величина отношения  $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$  для гранитных пород в момент их внедрения обычно очень близка к соответствующей величине для пород мантии. Разработано несколько геологических моделей, согласующихся с этими наблюдениями. Во-первых, материал, накапливающийся в молодой эвгеосинклинали, значительная часть которого поступает из мантии, может испытать вторичное плавление и образовать гранитную магму с нужным отношением  $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$  [87]. Во-вторых, океаническая кора в блоке литосферы, погружающемся вдоль зон Бениоффа, могла претерпеть фазовый переход и, частично расплавившись, образовать нужную гранитную магму [91]. В-третьих, гранитная магма могла непосредственно появиться в мантии в ходе фазовых переходов, происходящих при высоких давлениях [71].

*Вековые изменения хода тектонических процессов.* Эмпирические данные показывают, что породы глаукофановой и цеолитовой фаций редко встречаются в районах древнего метаморфизма, особенно докембрийского, а породы гранулитовой фации редки в молодых районах. Значение этого факта все еще неясно, хотя по этому поводу опубликовано немало работ [114, 24]. Его интерпретация затрудняется тем, что мы не знаем, все ли породы метаморфизма высоких давлений были редки в докембрии или только фация глаукофановых сланцев (или фации, формирующиеся при высоких давлениях и низких температурах). Даже если признать правомерным первое допущение, то остается неясным, действительно ли условия докембрия не благоприятствовали проявлению метаморфизма высоких давлений или же соответствующие породы подверглись в дальнейшем перекристаллизации и превратились в породы метаморфизма низких давлений.

Тем не менее не исключено, что указанная эмпирическая закономерность отражает вековые изменения хода тектонических процессов. Мощность, скорость перемещения и упругое поведение плит литосферы могли изменяться в ходе геологической истории. Многие докембрийские орогенические пояса в той или иной степени напоминают герцинские — по занимаемой площади, распространенности гранитных пород, а также видимому отсутствию парных поясов (представлены только пояса метаморфизма низких давлений). Подобные орогенические циклы, очевидно, происходили на протяжении всей геологической истории. В то же время возможно, что тектонические процессы, ведущие к образованию парных метаморфических поясов, происходили лишь в более молодые геологические эпохи (от палеозоя до наших дней).

## МЕТАМОРФИЗМ ОКЕАНИЧЕСКОГО ЛОЖА И ЕГО ЗНАЧЕНИЕ

**Метаморфические породы дна океана.** Начиная с 1966 г. появились описания метаморфических пород, ассоциирующихся с базальтами, долеритами и габбро океанического ложа. Образцы были найдены лишь на Срединно-Атлантическом и Срединно-Индийском хребтах, т. е. хребтах с хорошо выраженным срединным рифтом и относительно низкой скоростью раздвигания океанического дна. В такой ситуации интенсивные подвижки по разломам и интрузии серпентинитов повышают вероятность того, что метаморфические породы, образовавшиеся на некоторой глубине под дном океана, окажутся обнаженными. Метаморфические породы пока были драгированы со стенок срединного рифта и поднятых блоков, ограниченных разломами, а также из зон поперечных (к срединному хребту) разрывов. В зонах разломов им всегда сопутствуют серпентиниты и другие ультраосновные породы. Вероятно, некоторые серпентиниты океанического дна также представляют собой метаморфические породы.

В срединных хребтах со сглаженным рельефом, в которых срединный рифт не выражен, таких, например, как Восточно-Тихоокеанское поднятие, метаморфические породы не обнаружены. Можно полагать, что они есть и под такими хребтами, но из-за отсутствия активных движений по разломам и интрузий серпентинитов имеют мало шансов оказаться обнаженными.

У большей части основных метаморфических пород почти или полностью отсутствует сланцеватость, хотя у некоторых других пород явно выражена преимущественная ориентировка. Обычно метаморфические породы относятся к цеолитовой, зеленосланцевой и амфиболитовой фациям. Цеолиты обнаружены только на Срединно-Атлантическом хребте [82].

Поскольку океаническая кора намного тоньше континентальной, возрастание температуры до уровня, при котором образуется фация зеленых сланцев или еще более высокотемпературные фации, возможно там лишь под срединными хребтами, где, судя по высоким значениям потока тепла, можно ожидать наличия высокого температурного градиента. Даже метаморфизм цеолитовой фации должен протекать под срединно-океаническими хребтами. Перекристаллизация некоторых метаморфических пород амфиболитовой фации, вероятно, происходит в верхней мантии, после чего они выносятся на поверхность серпентинитовыми интрузиями. Метаморфизованная кора должна перемещаться в сторону от срединно-океанических хребтов к обычной океанической впадине в ходе раздвигания океанического дна. Поэтому весьма вероятно, что значительная часть океанического дна состоит из метаморфических пород.

**Значение метаморфизма океанического ложа.** Линейные магнитные аномалии, наблюдающиеся на дне океана, по-видимому, связаны с тонким (0,5—2 км) слоем намагниченных базальтовых и габбровых пород. Главная часть нижележащей океанической коры фактически размагничена. Естественно предположить, что размагничивание связано с перекристаллизацией пород при метаморфизме.

При таком метаморфизме перекристаллизация пород происходит при низких температурах; интенсивно протекает метасоматическое замещение Са на Na. Эти химические изменения, вероятно, связаны с движением гидротермальных растворов. Подъем таких растворов должен проявляться в существенном увеличении наблюдаемого теплового потока в зоне срединно-океанических хребтов. Растворы, содержащие большое количество Са, в конечном счете попадают в морскую воду, в результате чего происходит интенсивное отложение карбонатов.

Высокое значение потока тепла в зоне срединно-океанических хребтов обычно связывают с восходящими конвективными потоками вещества мантии под хребтами. Однако высокое значение теплового потока может быть обусловлено и просто интрузиями и поднятием гидротермальных растворов

в этой зоне. Предстоит еще решить, необходимо ли для обоснования концепции тектоники плит исходить из активной роли конвекции в мантии.

Если комплекс офиолитов в орогенических поясах действительно представляет собой обломки океанической коры и верхней мантии, то должно наблюдаться и сходство их составов. Обычные основные породы офиолитового комплекса в районах метаморфизма высоких давлений имеют более щелочной состав, чем абиссальные толеиты и сопутствующие им габбро, которые чаще всего встречаются в кровле океанической коры. Однако нельзя исключать возможности того, что основные породы океанической коры в результате интенсивного метасоматоза приобретают состав, существенно отличающийся от состава абиссальных толеитов. На состав офиолитов должен влиять и характер регионального метаморфизма в орогенических поясах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Albee A. L., A petrogenetic grid for the Fe-Mg silicates of pelitic schists, *Am. J. Sci.*, **263**, pp. 512—536, 1965.
2. Albee A. L., Metamorphic zones in northern Vermont, in: *E-an Zen, White W. S., Hadley J. B.*, Interscience, New York, N.Y., pp. 329—341, 1968.
3. Althaus E., The triple point andalusite-sillimanite-kyanite, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **16**, pp. 29—44, 1967.
4. Aumento F., Loncarevic B. D., The Mid-Atlantic Ridge near 45°N, Bald Mountain, *Can. J. Earth Sci.*, **6**, pp. 11—23, 1969.
5. Banno S., Effect of jadeite component on the paragenesis of eclogitic rocks, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **2**, pp. 249—254, 1967.
6. Banno S., Green D. H., Experimental studies on eclogites: the role of magnetite and acmite in eclogitic assemblages, *Chem. Geol.*, **3**, pp. 21—32, 1968.
7. Bailey E. H., Blake M. C., Jr., Jones D. L., On-land Mesozoic oceanic crust in California Coast Ranges, *U.S. Geol. Surv. Prof. Paper*, **700C**, pp. C70—C81, 1970.
8. Barth T. F. W., *Theoretical Petrology*, Wiley, New York, N.Y., 2nd ed., 416 pp., 1962.
9. Birch F., LeComte P., Temperature-pressure plane for albite composition, *Am. J. Sci.*, **258**, pp. 209—217, 1960.
10. Boettcher A. L., Wyllie P. J., Melting of granite with excess water to 30 kilobars pressure, *J. Geol.*, **76**, pp. 235—244, 1968.
11. Campbell A. S., Fyfe W. S., Analcime-albite equilibria, *Am. J. Sci.*, **263**, pp. 807—816, 1965.
12. Cann J. R., Funnell B. M., Palmer ridge: a section through the upper part of the ocean crust? *Nature*, **213**, pp. 661—664, 1967.
13. Chinner G. A., The distribution of pressure and temperature during Dalradian metamorphism, *Q. J. Geol. Soc. Lond.*, **122**, pp. 159—186, 1966.
14. Coleman R. G., Plate tectonic emplacement of upper mantle peridotites along continental edges, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 1212—1222, 1971.
15. Coombs D. S., Some recent work on the lower grades of metamorphism, *Austr. J. Sci.*, **24**, pp. 203—215, 1961.
16. Coombs D. S., Ellis A. J., Fyfe W. S., Taylor A. M., The zeolite facies, with comments on the interpretation of hydrothermal synthesis, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **17**, pp. 53—107, 1959.
17. Coombs D. S., Horodyski R. J., Naylor R. S., Occurrence of prehnite-pumpellyite facies metamorphism in northern Maine, *Am. J. Sci.*, **268**, pp. 142—156, 1970.
18. Crawford W. A., Fyfe W. S., Calcite-aragonite equilibrium at 100°C, *Sci.*, **144**, pp. 1569—1570, 1964.
19. Danielsson A., Das Calcit-Wollastonitgleichgewicht, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **1**, pp. 55—69, 1950.
20. Day H. W., Redetermination of the stability of muscovite + quartz, *Geol. Soc. Am.*, 1970 Ann. Meet., Abstr. with Programs, p. 535, 1970.
21. De Roever W. P., Some differences between post-Paleozoic and older regional metamorphism, *Geol. Mijnbouw*, **18**, pp. 123—127, 1956.
22. De Roever W. P., On the cause of the preferential distribution of certain metamorphic minerals in orogenic belts of different age, *Geol. Rundsch.*, **54**, pp. 933—943, 1965.
23. Dewey J. F., Pankhurst R. J., The evolution of the Scottish Caledonides in relation to their isotopic age pattern, *Trans. R. Soc. Edinb.*, **68**, pp. 361—389, 1970.
24. Добрецов Н. Л., Лавсонито-глаукофановая фация и глаукофановые сланцы в СССР и некоторые проблемы метаморфизма в орогенических поясах, Докл. сов. геол. XXIII сессии межд. геол. конгр., пробл. 3, Изд. АН СССР, стр. 31—39, 1968.

25. Добрецов Н. Л., Ревердатто В. В., Соболев В. С., Ушакова Е. Н., Хлестов В. В., Основные закономерности распространения фаций регионального метаморфизма на территории СССР, Геол. и геофиз., № 4, стр. 3—18, 1965.
26. Eade K. E., Fahrig W. F., Maxwell J. A., Composition of crystalline shield rocks and fractionating effects of regional metamorphism, *Nature*, **211**, pp. 1245—1249, 1966.
27. Epstein S., Taylor H. P., Jr., Variation of  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  in minerals and rocks, in: *Abelson P. H.*, ed., *Studies in Geochemistry*, **2**, Wiley, New York, N.Y., pp. 29—63, 1967.
28. Ernst W. G., Mineral parageneses in Franciscan metamorphic rocks, Panoche Pass, California, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **76**, pp. 879—914, 1965.
29. Ernst W. G., Experimental metamorphic petrology, *Trans. Am. Geophys. Union*, **48**, pp. 661—666, 1967.
30. Ernst W. G., Tectonic contact between the Franciscan mélange and the Great Ualley Sequence — crustal expression of a Late Mesozoic Benioff zone, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 886—901, 1970.
31. Ernst W. G., Metamorphic zonations on presumably subducted lithospheric plates from Japan, California and the Alps, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **34**, pp. 43—59, 1971.
32. Ernst W. G., Seki Y., Onuki H., Gilbert M. C., Comparative study of low-grade metamorphism in the California Coast Ranges and the outer metamorphic belt of Japan, *Geol. Soc. Am. Mem.*, **124**, 276 pp., 1970.
33. Eskola P., The mineral facies of rocks, *Nor. Geol. Tidsskr.*, **6**, pp. 143—194, 1920.
34. Eskola P., On the origin of granitic magmas, *Mineral. Petrogr. Mitt.*, **42**, pp. 455—481, 1932.
35. Eskola P., Die metamorphen Gesteine, in: *Barth T. F. W.*, *Eskola P.*, *Die Entstehung der Gesteine*, Springer, Berlin, pp. 263—407, 1939.
36. Eugster H. P., Reduction and oxidation in metamorphism, in: *Abelson P. H.*, ed., *Research in Geochemistry*, Wiley, New York, N.Y., pp. 397—426, 1959.
37. Evans B. W., Application of a reaction-rate method to the breakdown equilibria of muscovite and muscovite plus quartz, *Am. J. Sci.*, **263**, pp. 647—667, 1965.
38. Francis G. H., Facies boundaries in pelites at the middle grades of regional metamorphism, *Geol. Mag.*, **93**, pp. 353—368, 1956.
39. Garlick G. D., Epstein S., Oxygen isotope ratios in coexisting minerals of regionally metamorphosed rocks, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **31**, pp. 181—214, 1967.
40. Gonzalez-Bonorino F., Metamorphism of the crystalline basement of central Chile, *J. Petrol.*, **12**, pp. 149—175, 1971.
41. Goranson R. W., The solubility of water in granite magmas, *Am. J. Sci.*, **22**, pp. 481—502, 1931.
42. Green D. H., Lambert I. B., Experimental crystallization of anhydrous granite at high pressures and temperatures, *J. Geophys. Res.*, **70**, pp. 5259—5268, 1965.
43. Green D. H., Ringwood A. E., An experimental investigation of the gabbro to eclogite transformation and its petrological applications, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **31**, pp. 767—833, 1967.
44. Green T. H., Ringwood A. E., Genesis of the calc-alkaline igneous rock suite, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **18**, pp. 105—162, 1968.
45. Greenwood H. J., The system  $\text{NaAlSi}_2\text{O}_6 - \text{H}_2\text{O} - \text{argon}$  — total pressure and water pressure in metamorphism, *J. Geophys. Res.*, **66**, pp. 3923—3946, 1961.
46. Hamilton W., Mesozoic California and the underflow of Pacific mantle, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **80**, pp. 2409—2430, 1969.
47. Hamilton W., Myers W. B., The nature of batholiths, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, 554C, 29 pp., 1967.
48. Harker A., *Metamorphism*, Methuen, London, 360 pp., 1932.
49. Harker R. I., The system  $\text{MgO}-\text{CO}_2-\text{A}$  and the effect of inert pressure on certain types of hydrothermal reactions, *Am. J. Sci.*, **256**, pp. 128—138, 1958.
50. Hashimoto M., Glaucophanitic metamorphism of the Katsuyama district, Okayama Pref., Japan, *J. Fac. Sci. Univ. Tokyo, Sect II*, **17**, pp. 99—162, 1968.
51. Hashimoto M., Igi S., Seki Y., Banno S., Kojima G., Metamorphic Facies Map of Japan (Scale 1/2,000,000), *Geol. Surv. Japan*, Kawasaki, 1970.
52. Heirtzler J. R., Sea-floor spreading, *Sci. Am.*, **219** (6), pp. 60—70, 1968.
53. Hess P. C., The metamorphic paragenesis of cordierite in pelitic rocks, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **24**, pp. 191—207, 1969.
54. Hewitt D. A., Wones D. R., Experimental metamorphic petrology, *Trans. Am. Geophys. Union*, **52**, I.U.G.G., pp. 73—82, 1971.
55. Hietanen A., Kyanite, andalusite, and sillimanite in the schist in Boehls Butte quadrangle, Idaho, *Am. Mineral.*, **41**, pp. 1—27, 1956.
56. Hoschek G., The stability of staurolite and chloritoid and their significance in metamorphism of pelitic rocks, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **22**, pp. 208—232, 1969.
57. Hurley P. M., Hughes H., Faure G., Fairbairn H. W., Pinson W. H., Radiogenic strontium-87 model of continent formation, *J. Geophys. Res.*, **67**, pp. 5315—5334, 1962.
58. Johannes W., Puhan D., The calcite-aragonite transition, reinvestigated, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **31**, pp. 28—38, 1971.

59. *Johnson M. R. W.*, Some time relations of movement and metamorphism in the Scottish Highlands, *Geol. Mijnbouw*, **42**, pp. 121—142, 1963.
60. *Kennedy W. Q.*, On the significance of thermal structure in the Scottish Highlands, *Geol. Mag.*, **85**, pp. 229—234, 1948.
61. *Korzinskii D. S.*, Physicochemical Basis of the Analysis of the Paragenesis of Minerals, Consultants Bureau, New York, N.Y., 142 pp., 1959.
62. *Lambert I. B.*, *Heier K. S.*, Geochemical investigations of deep-seated rocks in the Australian shield, *Lithos*, **1**, pp. 30—53, 1968.
63. *Landis C. A.*, *Coombs D. S.*, Metamorphic belts and orogenesis in southern New Zealand, *Tectonophysics*, **4**, pp. 501—518, 1967.
64. *Liou J. G.*, Synthesis and stability relations of wairakite,  $\text{CaAl}_2\text{Si}_4\text{O}_{12} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ , *Contrib. Mineral. Petrol.*, **27**, pp. 259—282, 1970.
65. *Lyons J. B.*, *Faul H.*, Isotope geochronology of the northern Appalachians, in: *Zen E-an*, *White W. S.*, *Hadley J. B.*, *Thompson J. B.*, eds., *Studies of Appalachian Geology, Northern and Maritime*, Interscience, New York, N.Y., pp. 305—318, 1968.
66. *MacDonald G. J. F.*, Experimental determination of calcite-aragonite equilibrium relations at elevated temperatures and pressures, *Am. Mineral.*, **41**, pp. 744—756, 1956.
67. *Matsuda T.*, Island arc features and the Japanese Islands, *Chigaku-zasshi*, **73**, pp. 271—280, 1964.
68. *Matsuda T.*, *Kuriyagawa S.*, Lower grade metamorphism in the eastern Akaishi Mountains, Central Japan, *Bull. Earthquake Res. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, **43**, pp. 209—235, 1965.
69. *Matsuda T.*, *Uyeda S.*, On the Pacific-type orogeny and its model — extension of the paired belts concept and possible origin of marginal seas, *Tectonophysics*, **11**, pp. 5—27, 1971.
70. *Matsumoto T.*, Some aspects of the formation of primary granitic magmas in the upper mantle, *Upper Mantle Symp. New Dehli*, 1964, pp. 112—126, 1965.
71. *Matsumoto T.*, A hypothesis on the origin of the Late Mesozoic volcano-plutonic association in East Asia, *Pac. Geol.*, **1**, pp. 77—83, 1968.
72. *Melson W. G.*, *Bowen V. T.*, *Van Andel Tj. H.*, *Siever R.*, Greenstones from the central valley of the Mid-Atlantic Ridge, *Nature*, **209**, pp. 604—605, 1966.
73. *Melson W. G.*, *Thompson G.*, *Van Andel Tj. H.*, Volcanism and metamorphism in the Mid-Atlantic Ridge, 22°N latitude, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 5925—5941, 1968.
74. *Miyashiro A.*, Evolution of metamorphic belts, *J. Petrol.*, **2**, pp. 277—311, 1961a.
75. *Miyashiro A.*, Metamorphism of rocks, in: *Tsuboi C.*, ed., *Constitution of the Earth*, Iwanami-shoten, Tokyo, pp. 243—268, 1961b.
76. *Miyashiro A.*, Oxidation and reduction in the earth's crust with special reference to the role of graphite, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **28**, pp. 717—729, 1964.
77. *Miyashiro A.*, *Metamorphic Rocks and Metamorphic Belts*, Iwanami-shoten, Tokyo, 458 pp., 1965.
78. *Miyashiro A.*, Orogeny, regional metamorphism, and magmatism in the Japanese Islands, *Medd. Dan. Geol. Foren.*, **17**, pp. 390—446, 1967.
79. *Miyashiro A.*, Metamorphism and related magmatism in plate tectonics, *A.J. Sci.*, 1972.
80. *Miyashiro A.*, *Shido F.*, Progressive metamorphism in zeolite assemblages, *Lithos*, **3**, pp. 251—260, 1970.
81. *Miyashiro A.*, *Shido F.*, *Ewing M.*, Petrologic models for the Mid-Atlantic Ridge, *Deep-Sea Res.*, **17**, pp. 109—123, 1970.
82. *Miyashiro A.*, *Shido F.*, *Ewing M.*, Metamorphism in the Mid-Atlantic Ridge ear 24° and 30°N, *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A*, **268**, pp. 589—603, 1971.
83. *Mueller R. F.*, Compositional characteristics and equilibrium relations in mineral assemblages of a metamorphosed iron formation, *Am. J. Sci.*, **258**, pp. 449—497, 1960.
84. *Newton M. S.*, *Kennedy G. C.*, Jadeite, analcite, nepheline, and albite at high temperatures and pressures, *Am. J. Sci.*, **266**, pp. 728—735, 1968.
85. *Niggli E.*, Alpine Metamorphose und alpine Gebirgsbildung, *Fortschr. Mineral.*, **47**, pp. 16—26, 1970.
86. *Offler R.*, *Fleming P. D.*, A synthesis of folding and metamorphism in the Mt. Lofty Ranges, South Australia, *J. Geol. Soc. Austr.*, **15**, pp. 245—266, 1968.
87. *Peterman Z. E.*, *Hedge C. E.*, *Coleman R. G.*, *Snavely P. D.*,  $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$  ratios in some eugeosynclinal sedimentary rocks and their bearing on the origin of granitic magma in orogenic belts, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **2**, pp. 433—439, 1967.
88. *Ramberg H.*, Remarks on the average chemical composition of granulite and amphibolite-toepidote amphibolite facies gneisses in west Greenland, *Medd. Dan. Geol. Foren.*, **12**, pp. 27—34, 1951.
89. *Ramberg H.*, *The Origin of Metamorphic and Metasomatic Rocks*, Univ. Chicago Press, Chicago, Ill., 317 pp., 1952.
90. *Richardson S. W.*, *Gilbert M. C.*, *Bell P. M.*, Experimental determination of kyanite-andalusite and andalusite-sillimanite equilibria; the aluminum silicate triple point, *Am. J. Sci.*, **267**, pp. 259—272, 1969.

91. Ringwood A. E., Composition and evolution of the upper mantle, in: Hart P. J., ed., The Earth's Crust and Upper Mantle, Geophys. Monogr., 13, Am. Geophys. Union, Washington, D.C., pp. 1—17, 1969.
92. Ringwood A. E., Green D. H., An experimental investigation of the gabbro-eclogite transformation and some geophysical implications, Tectonophysics, 3, pp. 383—427, 1966a.
93. Ringwood A. E., Green D. H., Petrological nature of the stable continental crust, in: Steinnart J. S., Smith T. J., eds., The Earth Beneath the Continents, Geophys. Monogr. 10, Am. Geophys. Union, Washington, D.C., pp. 611—619, 1966b.
94. Robertson E. C., Birch F., MacDonald G. J. F., Experimental determination of jadeite stability relations to 25,000 bars, Am. J. Sci., 255, pp. 115—135, 1957.
95. Rodgers J., Chronology of tectonic movements in the Appalachian region of eastern North America, Am. J. Sci., 265, pp. 408—427, 1967.
96. Seki Y., Oki Y., Matsuda T., Mikami K., Okumura K., Metamorphism in the Tan-zawa Mountains, central Japan, J. Jap. Assoc. Mineral., Petrol. Econ. Geol., 61, pp. 1—29, 50—75, 1969.
97. Sighinolfi G. P., K-Rb ratio in high grade metamorphism: a confirmation of the hypothesis of a continual crust evolution, Contrib. Mineral. Petrol., 21, pp. 346—356, 1969.
98. Соболев В. С., Фации метаморфизма, «Недра», М., 432 стр., 1970.
99. Sobolev V. S., Dobretsov N. L., Reverdatto V. V., Sobolev N. V., Ushakova E. N., Khlestov V. V., Metamorphic facies and series of facies in the U.S.S.R. Medd. Dan. Geol. Foren., 17, 458—472, 1967.
100. Suppe J., Time of metamorphism in the Franciscan terrain of the northern Coast Ranges, California, Geol. Soc. Am. Bull., 80, pp. 135—142, 1969.
101. Takeuchi H., Uyeda S., A possibility of present day regional metamorphism, Tectonophysics, 2, pp. 59—68, 1965.
102. Taylor H. P., Coleman R. G.,  $O^{18}/O^{16}$  ratios of coexisting minerals in glaucophane-bearing metamorphic rocks, Geol. Soc. Am. Bull., 79, pp. 1727—1756, 1968.
103. Thompson A. B., Laumontite equilibria and the zeolite facies, Am. J. Sci., 269, pp. 267—275, 1970.
104. Thompson A. B., Analcite-albite equilibria at low temperatures, Am. J. Sci., 271, pp. 79—92, 1971.
105. Thompson J. B., Jr., The thermodynamic basis of the mineral facies concept, Am. J. Sci., 253, pp. 63—103, 1955.
106. Thompson J. B., Jr., Norton S. A., Paleozoic regional metamorphism in New England and adjacent areas, in: Zen E-an, White W. S., Hadley J. B., Thompson J. B., eds., Studies of Appalachian Geology: Northern and Maritime, Interscience, New York, N.Y., pp. 319—327, 1968.
107. Tuttle O. F., Bowen N. L., Origin of granite in the light of experimental studies in the system  $NaAlSi_3O_8-KAlSi_3O_8-SiO_2-H_2O$ , Geol. Soc. Am. Mem., 74, 153 pp., 1958.
108. Vallance T. G., Paleozoic low-pressure regional metamorphism in southeastern Australia, Med. Dan. Geol. Foren., 17, pp. 494—503, 1967.
109. Vine F. J., Spreading of the ocean floor: new evidence, Sci., 154, pp. 1405—1415, 1966.
110. Winkler H. G. F., Petrogenesis of Metamorphic Rocks, Springer-Verlag, New York, N.Y., 2nd ed., 237 pp., 1967 [см. русский перевод: Винклер Г., Генезис метаморфических пород, «Мир», М., 1969].
111. Wyllie P. J., Tuttle O. F., Hydrothermal melting of shales, Geol. Mag., 98, pp. 56—66, 1961.
112. Yoder H. S., Tilley C. E., Origin of basalt magmas: An experimental study of natural and synthetic rock systems, J. Petrol., 3, pp. 342—532, 1962 [см. русский перевод: Йодер Г. С., мл., Тилли К. Э., Происхождение базальтовых магм, «Мир», М., 1965].
113. Zen E-an, Pumpellyite-bearing metamorphic rocks from the west side of the northern Appalachian region, Geol. Soc. Am. Northeastern Section, 6th Ann. Meet., pp. 64—65, 1971.
114. Zwart H. J., The duality of orogenic belts, Geol. Mijnbouw, 46, pp. 283—309, 1967a.
115. Zwart H. J., Orogenesis and metamorphic facies series in Europe, Medd. An. Geol. Foren., 17, pp. 504—516, 1967b.
116. Zwart H. J., Metamorphic facies series in the European orogenic belts and their bearing on the causes of orogeny, Geol. Assoc. Can., Spec., Pap., 5, pp. 7—16, 1969.
117. Zwart H. J., Corvalan J., James H. L., Miyashiro A., Saggerson E. P., Sobolev V. S., Subramaniam A. P., Vallance T. G., A scheme of metamorphic facies for the cartographic representation of regional metamorphic belts, Int. Union Geol. Sci., Geol. Newsletter, 1967 (2), pp. 57—72, 1967.

# СИСТЕМА $MgO - FeO - SiO_2$ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ — ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ И УПРУГИЕ СВОЙСТВА

С. Акимото

(Институт физики твердого тела, Токийский университет, Токио, Япония)

Сообщается о прогрессе, достигнутом в ходе осуществления Проекта верхней мантии в изучении фазовых равновесий и упругих свойств минералов мантии в системе  $MgO - FeO - SiO_2$ . Описывается постановка эксперимента с целью изучения фазовых равновесий. Обсуждаются достоинства и недостатки аппаратуры для получения высоких давлений и температур. Отмечается необходимость введения калибровки давлений при высоких температурах. Кратко описан разработанный в последнее время метод измерения скоростей ультразвуковых волн на очень маленьких образцах.

В различных лабораториях были изучены равновесия твердого раствора оливин — шпинель в системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  в диапазоне давлений от 40 до 200 кбар при температурах 800 и 1000 °С. Рингвуд и Мейджор первыми открыли особый тип превращений при высоких давлениях в составах, близких к чистому  $Mg_2SiO_4$ , являющийся результатом образования  $\beta$ -фазы. В процессе изучения превращений  $Co_2SiO_4$  и  $Mn_2GeO_4$  при высоких давлениях было установлено, что кристаллическая структура  $\beta$ -фазы представляет собой модификацию структуры шпинели. Ее появление в системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  было подтверждено впоследствии в лаборатории автора, где был построен изотермический участок фазовой диаграммы для системы  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  при температурах 800 и 1000 °С. При 800 °С оказалось возможным синтезировать непрерывную серию твердых растворов шпинели от  $Fe_2SiO_4$  до  $(Mg_{0,9}Fe_{0,1})_2SiO_4$ . При 1000 °С, однако, все попытки синтезировать собственно шпинелевую фазу  $(Mg_{0,9}Fe_{0,1})_2SiO_4$  оказались безуспешными при давлениях вплоть до 140 кбар; при этом, как правило, обнаруживалось сосуществование собственно шпинели и ее модифицированной фазы. Это позволяет предположить, что устойчивое поле  $\beta$ - $(Mg, Fe)_2SiO_4$  сильно зависит от температуры. Предполагается значительное распространение  $\beta$ - $(Mg, Fe)_2SiO_4$  при более высоких температурах. На основании данных о параметрах ячейки  $\beta$ - $Mg_2SiO_4$  и экстраполяции их на  $\gamma$ - $Mg_2SiO_4$  («собственно шпинель») было вычислено возрастание плотности, связанное с превращением форстерит —  $\beta$ - $Mg_2SiO_4$  и превращением форстерит —  $\gamma$ - $Mg_2SiO_4$ ; оно оказалось равным 7,9 и 10,8% соответственно.

Представлены экспериментальные данные о фазовом равновесии системы  $MgSiO_3 - FeSiO_3$ . Обнаружено диспропорционирование при высоких давлениях клинопироксеновых твердых растворов в твердые растворы стишовит — шпинель. Было установлено, что кривая диспропорционирования для клиноферросилита хорошо представляется граничной кривой для превращения коэсит — стишовит. Предварительная фазовая диаграмма для системы  $MgSiO_3 - FeSiO_3$  была построена для температур 800 и 1000 °С на основании данных Рингвуда и Мейджора, а также данных, полученных в лаборатории автора.

Суммируются экспериментальные данные о фазовых превращениях  $SiO_2$  при высоких давлениях. Граничная кривая для превращения коэсит — стишовит была определена для температур от 550 до 1200 °С и давлений от 83 до 101 кбар, достигнутых с помощью тетраэдрического пресса. Кривая фазового перехода описывается линейным соотношением  $P$  (кбар) =  $67 + 0,028 T$  °С, что находится в хорошем согласии с предыдущими данными.

Стехиометрическое соединение  $Fe_{1,000}O$  было синтезировано при давлениях, превышающих 40 кбар, и температуре 775 °С в реакции вюстит  $Fe_{0,950}O$  и металлического железа. Было найдено, что размер ячейки  $Fe_{1,000}O$  равен  $4,323 \pm 0,001 \text{ \AA}$ .

Скорости продольных и поперечных волн в синтетическом оливине  $(Mg, Fe)_2SiO_4$ , шпинели  $Fe_2SiO_4$ , ортопироксене  $(Mg, Fe)SiO_3$ , коэсите, стишовите и  $Fe_{0,98}O$  были определены посредством метода передачи ультразвуковых импульсов. Результаты представлены на диаграмме Берча, где скорости даны как функции плотности. Скорости в этих железомagneзиальных силикатах и окислах убывают линейно с возрастанием отношения  $FeO/(FeO + MgO)$ ; изоморфные линии оливина  $(Mg, Fe)_2SiO_4$ , ортопироксена  $(Mg, Fe)SiO_3$  и магнезиовюстита  $(Mg, Fe)O$  приблизительно параллельны друг другу.

Было найдено, что скорости продольных и поперечных волн собственно шпинелевой фазы  $Mg_2SiO_4$  равны 10,0 и 5,7 км/с соответственно.

Скорости продольных и поперечных волн в стишовите оказались равными 11,0 и 5,55 км/с, что соответствует модулю объемного сжатия 3,43 Мбар. Скорости продольных волн в трех полиморфных модификациях кремнезема —  $\alpha$ -кварце, коэсите и стишовите — монотонно возрастают вдоль линии среднего атомного веса на диаграмме Берча, соответствующей значению  $\bar{M} = 21$ .

## ВВЕДЕНИЕ

Широко распространено мнение, что оливин, пироксен и гранат являются главными минеральными составляющими верхней мантии. Среди них, по всей вероятности, преобладает железомagneзиальный оливин  $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$ . После Бернала, впервые предположившего, что обыкновенный оливин в глубоких слоях мантии может переходить в новую полиморфную модификацию, обладающую шпинелевой структурой, гипотеза оливин-шпинелевого превращения была использована Джеффрисом [43] и Берчем [20] для объяснения существования зоны высокого градиента скоростей сейсмических волн на глубине 350—1000 км. Пироксен  $(\text{Mg}, \text{Fe})\text{SiO}_3$  образует также основную систему твердого раствора в пироксенах, которые обычно представлены системой  $\text{Mg}_2\text{Si}_2\text{O}_6 - \text{Fe}_2\text{Si}_2\text{O}_6 - \text{CaFeSi}_2\text{O}_6 - \text{CaMgSi}_2\text{O}_6$ . Томпсон [см. 20] впервые выдвинул предположение о преобразовании  $\text{MgSiO}_3$  при высоком давлении в корундовую структуру (нарушенная ильменитовая структура). Система  $\text{MgO} - \text{FeO}$  со структурой каменной соли и образующиеся при высоком давлении полиморфные модификации  $\text{SiO}_2$  также рассматриваются в качестве важнейших компонентов нижней мантии.

Три фундаментальные системы, упомянутые выше ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4 - \text{Fe}_2\text{SiO}_4$ ,  $\text{MgSiO}_3 - \text{FeSiO}_3$  и  $\text{MgO} - \text{FeO}$ ), удобно рассматривать вместе с  $\text{SiO}_2$  в виде трехкомпонентной системы  $\text{MgO} - \text{FeO} - \text{SiO}_2$ . Железомagneзиальные силикаты и окислы представляют собой главные минеральные компоненты мантии, поэтому экспериментальные данные о стабильности, фазовом отношении и физических свойствах системы  $\text{MgO} - \text{FeO} - \text{SiO}_2$  имеют очень большое значение для понимания физики и химии мантии. В настоящей статье особенно подробно изложены экспериментальные данные, полученные в нашей лаборатории.

Для правильной интерпретации сейсмических данных о внутреннем строении Земли необходимо знать упругие свойства возможных минералов мантии. Сообщается о влиянии отношения  $\text{Fe}/\text{Mg}$  на скорости продольных и поперечных волн в оливине  $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$  и ортопироксене  $(\text{Mg}, \text{Fe})\text{SiO}_3$ . Представлены также новые данные об упругих свойствах как вюститов ( $\text{Fe}_{1-x}\text{O}$ ), так и полиморфных модификаций  $\text{SiO}_2$  — коэсита и стишовита.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

**Аппаратура для изучения фазовых переходов при высоких давлениях и температурах.** Значительный прогресс в лабораторных экспериментах, связанных с науками о Земле и осуществленных в ходе выполнения Проекта верхней мантии, стал возможен прежде всего благодаря высококачественной аппаратуре для получения высоких давлений и температур. Необходимость экспериментального подхода в геофизике в свою очередь ускорила появление новых типов приборов для получения высокого давления. Установка типа цилиндр — поршень с твердой средой для передачи давления, сконструированная Бойдом и Инглендом [25], а также Кеннеди и Ньютоном [49], отличается высокой точностью в измерении давления, хотя максимальное давление, которое она может обеспечить, как правило, ниже 50 кбар. Тетраэдрический пресс, который был впервые сконструирован Холлом [39] и использован нами [11], позволяет с высокой эффективностью изучать фазовые равновесия при давлениях до 100 кбар. Установка типа «белт», впервые созданная в связи с проблемой синтеза алмазов [40], была успешно использована в экспериментальной геофизике Склярсом и Каррисоном [81].

Исследователями была разработана аппаратура, позволяющая создавать длительные сверхвысокие давления, свыше 100 кбар, при температуре около 1000 °С. Миномура и др. [60] нашли новую возможность использования камеры Дриккамера для изучения фазовых переходов при давлениях больше 100 кбар. Рингвуд и Мейджор успешно скомбинировали систему внутреннего нагрева с наковальнями Бриджмена. Они утверждали, что в их приборах можно создавать давления на образцы, превышающие 200 кбар, одновременно с температурами порядка 1000 °С. Несмотря на тщательно продуманный и интересный замысел, существуют некоторые трудности в применении этой аппаратуры для точных исследований фазовых переходов. Температуру во время опыта не удастся измерить и поэтому невозможен точный ее контроль. К тому же продолжительность опыта при температурах свыше 1000 °С ограничена несколькими минутами. Эти неблагоприятные характеристики аппаратуры типа разработанной Рингвудом и Мейджором были недавно улучшены в результате изобретения нового вида камеры давления для наковален Бриджмена [67]. В ней были предусмотрены специальные меры предосторожности для измерения текущей температуры при давлениях свыше 100 кбар. Почти все экспериментальные данные, полученные при давлениях свыше 100 кбар в лаборатории автора, приведенные в настоящей статье, являются результатом применения этого нового типа аппаратуры. Детальное описание ее возможностей см. в работе Нисикавы и Акимото [67]. Наиболее перспективное устройство для получения высоких давлений, воспроизводящее некоторые средние условия в нижней мантии, было сконструировано Каваи [46, 47]. Этот автор утверждает [48], что в двухступенчатом аппарате, состоящем из двух полусфер, создается давление выше 1000 кбар.

Тщательное определение давления и температуры при изучении фазового равновесия имеет большое значение для решения различных проблем земной мантии. Большинство способов калибровки установок высокого давления, в которых применяются твердая среда для передачи давления и сжимаемый сальник, основывается на фиксированных величинах давления для фазовых переходов  $\text{Bi}$ ,  $\text{Tl}$ ,  $\text{Cs}$ ,  $\text{Ba}$ ,  $\text{Sn}$  и  $\text{Pb}$ ; эти величины определяются довольно точно при комнатных температурах. Такие способы неудовлетворительны для высоких температур из-за изменения прочности твердой среды, передающей давление на сдвиг, а также термического расширения и фазовых изменений этой среды и образцов. Все это, по-видимому, должно значительно влиять на величины давлений. Предполагая, что температурные эффекты не так страшны в аппаратуре большого объема, для экспериментов с применением тетраэдрического пресса мы приняли значения давления, основанные на обычном методе калибровки при комнатной температуре.

Влияние температуры на измерение давления, однако, очень важно для установок небольшого объема с внутренним обогревом. Особенно часто сталкиваются с этим в наковальнях типа Бриджмена и Дриккамера с внутренним обогревом. Рингвуд и Мейджор просто решили эту запутанную проблему, взяв в качестве дополнительных эталонов те давления, при которых происходят фазовые переходы в установках большого объема (температуры поддерживались те же, что и в установках малого объема). Основным дополнительным эталоном в экспериментах Рингвуда и Мейджора является кривая перехода коэзит — стишовит, полученная нами [7] с использованием тетраэдрического пресса. Кроме того, использовались данные об оливин-шпинелевых превращениях в  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  и  $\text{Co}_2\text{SiO}_4$  [13, 16].

Для наковален Бриджмена с камерой давления новой конструкции обычный метод, основанный на фазовом переходе стандартных элементов, сравнивался с методом, основанным на переходе коэзит — стишовит. Результаты показывают, что общепринятый метод калибровки при комнатной температуре может быть применен при высокой температуре по меньшей мере столь же обоснованно, как и для тетраэдрического пресса, если мы уде-

лим специальное внимание конструкции внутренних узлов камеры давления [67].

Значения высоких давлений, используемые в настоящей статье, основаны прежде всего на шкале давлений, рекомендованной на симпозиуме по точным характеристикам сред при высоких давлениях, проводившемся Национальным бюро стандартов США в октябре 1968 г. (min на диаграммах переходов для  $V_i$  — 25,5 кбар, для  $V_a$  — 55 кбар; max для  $V_i$  — 77 кбар). Для значений выше max на диаграмме для  $V_i$  в порядке гипотезы были приняты исправленные данные Дриккамера [34]. Для точек перехода  $Sp$ ,  $Pb$  и max для  $V_a$  в настоящей статье были приняты следующие значения: 94, 130 и 120 кбар.

При измерениях температуры в условиях высокого давления сталкиваются со многими трудностями. Температура в установках, где давление передается твердой средой, обычно измеряется посредством термодпар. Действие давления на э. д. с. термодпары, однако, не всегда можно определить количественно в интервале использованных давлений и температур. В данной статье не было сделано никаких поправок на этот эффект.

Почти все работы по фазовому равновесию в системе  $MgO - FeO - SiO_2$  при высоких давлениях и высоких температурах основаны на методе закалывания. После воздействия на образцы давлением температура доводилась до желаемой и удерживалась на этом уровне в течение требуемого интервала времени. Затем отключалось питание нагревательной печи и образец охлаждался, оставаясь под рабочим давлением. После медленного снятия давления фазы, присутствующие в продуктах остывания, исследовались оптически и методом дифракции рентгеновских лучей.

#### **Измерение скорости ультразвуковых волн в очень маленьких образцах.**

Недавно был разработан метод измерения скорости ультразвуковых волн в очень маленьких цилиндрических образцах длиной 1—4 мм и диаметром 2—3 мм [62, 61]. Этот метод позволяет измерять скорости продольных и поперечных волн во многих минералах, образующихся при высоком давлении в мантии и синтезированных в наших экспериментах с помощью тетраэдрического пресса. Метод основан на том же принципе, который использовали Берч [21] и Симмонс [84] и который хорошо известен под названием импульсного. Спрессованные цилиндрические образцы погружают в ненасыщенную полиэфирную смолу; основания образцов по возможности располагают параллельно друг другу. Тонкую пластину с образцом в центре помещают между двумя буферными стержнями из алюминия или стали. К их концам присоединяют изготовленные из кварца или цирконата свинца преобразователи с собственной частотой 5—10 МГц. Один импульс идет через буферные стержни и образец, а другой — на ртутную линию задержки; эти импульсы воспроизводятся на двухлучевом электронном осциллографе с быстрой разверткой. Формы обоих сигналов почти идентичны в начальной части. Амплитуда регулируется так, чтобы повысить их идентичность. После этого ртутная линия задержки настраивается таким образом, чтобы сигналы совпадали друг с другом. Синхронизатор используется здесь только в качестве индикатора нуля. Чтобы исключить эффект пористости, обычно составляющей несколько процентов, измерения скорости ультразвуковых волн производят под гидростатическим давлением до 10 кбар. Более детальное описание этого метода см. в [61].

### **СИСТЕМА $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$**

#### **ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ**

**Фазовое равновесие.** Успешный синтез шпинелевой полиморфной модификации  $Fe_2SiO_4$  [72] стимулировал более тщательные исследования устойчивости и соотношения фаз в железомagneзиальном оливине  $(Mg, Fe)_2SiO_4$  при высоких давлениях и температурах. Мейеринг и Ройманс [59], основываясь на термодинамическом подходе, рассчитали диаграмму оливин-шпи-

нелевого превращения в системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  [72] по экспериментальным данным Рингвуда о переходе  $Fe_2SiO_4$  [72] и о твердых растворах в системе  $Mg_2SiO_4 - Ni_2GeO_4$  при высоких температурах и атмосферном давлении [71]. Попытка непосредственного экспериментального определения равновесий твердого раствора оливин — шпинель в системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  была впервые предпринята Бойдом и Инглендом [26]. Однако их исследование было ограничено исключительно богатой железом частью системы, т. е. от  $Fe_2SiO_4$  до  $(Mg_{0,14}Fe_{0,86})_2SiO_4$ , из-за сравнительно низких давлений, создаваемых использованным в экспериментах поршневым аппаратом. В ходе осуществления Проекта верхней мантии несколько лабораторий высоких давлений достигли в этой области значительных успехов. Применяв относительно малогабаритную установку высокого давления с ременной передачей, Скляр и Каррисон синтезировали серию твердых растворов шпинели  $(Mg, Fe)_2SiO_4$ , содержащую около 35 мол. %  $Mg_2SiO_4$ . Рингвуд и Мейджор [75] также сообщили об успешном синтезе непрерывной серии твердых растворов шпинели от чистого  $Fe_2SiO_4$  до шпинели, содержащей 80 мол. %  $Mg_2SiO_4$  (в экспериментах была использована установка типа наковальни Бриджмена). Это был первый синтез такой шпинели, для которой отношение  $Mg/Fe$  близко к соответствующей величине для земной мантии; таким образом, в значительной степени была подтверждена гипотеза, согласно которой оливин-шпинелевый переход является причиной существования зоны высокого градиента скоростей сейсмических волн в мантии. Однако неопределенности в измерении температур и давлений, неизбежные при использовании данной аппаратуры, затруднили построение точной диаграммы равновесия системы  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ , пригодной для мантии.

В 1966 г. Акимото и Фудзисава [3] опубликовали предварительные результаты всестороннего исследования фазового равновесия в системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  при высоких давлениях и температурах. Поскольку использованный ими тетраэдрический пресс весьма надежен при измерениях высоких давлений и температур, они впервые установили по диаграмме перехода оливин — шпинель при 800 °C происхождение и ширину двухфазовой области, где сосуществуют твердые растворы шпинели и оливина. Эти результаты были распространены позднее [4] на более широкий диапазон составов и на более высокие температуры и давления. Акимото и Фудзисава опубликовали детальные изотермы системы при 800, 1000 и 1200 °C. Фазовые диаграммы системы  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  вместе с новыми данными об изменении скоростей сейсмических волн с глубиной дали полезную информацию о физических свойствах и структурах в зоне С мантии [14, 36].

Рингвуд и Мейджор [75] впервые обратили внимание на некоторую сложность в превращениях, происходящих при высоких давлениях в составах, близких к чистому  $Mg_2SiO_4$ . Они обнаружили, что при давлениях выше 150 кбар и температуре около 1000 °C чистый  $Mg_2SiO_4$  полностью превращается в фазу с двупреломлением ( $\beta$ -фазу)<sup>1</sup> и сложной картиной дифракции рентгеновских лучей, которая обладает некоторым сходством с соответствующей картиной для шпинели, но имеет много дополнительных линий. Они предположили также, что  $\beta$ -фаза представляет собой «искаженную», или «модифицированную», шпинель и что искажение происходит в момент охлаждения исходной  $\gamma$ -фазы. Акимото и Ида [5] добились успеха в частичном превращении форстерита, получив фазу, образующуюся при высоком давлении; они применили камеру Дриккамера с внутренней нагревательной системой. Эти авторы обнаружили несколько дифракционных линий рентгеновского излучения, которые можно приписать шпинели, и не смогли идентифицировать дифракционные линии, свойственные  $\beta$ -фазе; отсюда они сделали вывод, что синтезировали собственно шпинель  $Mg_2SiO_4$ . Однако все

<sup>1</sup> В настоящей статье термины « $\alpha$ -фаза», « $\beta$ -фаза» и « $\gamma$ -фаза» в соединениях типа  $R_2MX_4$  используются для обозначения соответственно оливина, «модифицированной» шпинели и собственно шпинели.

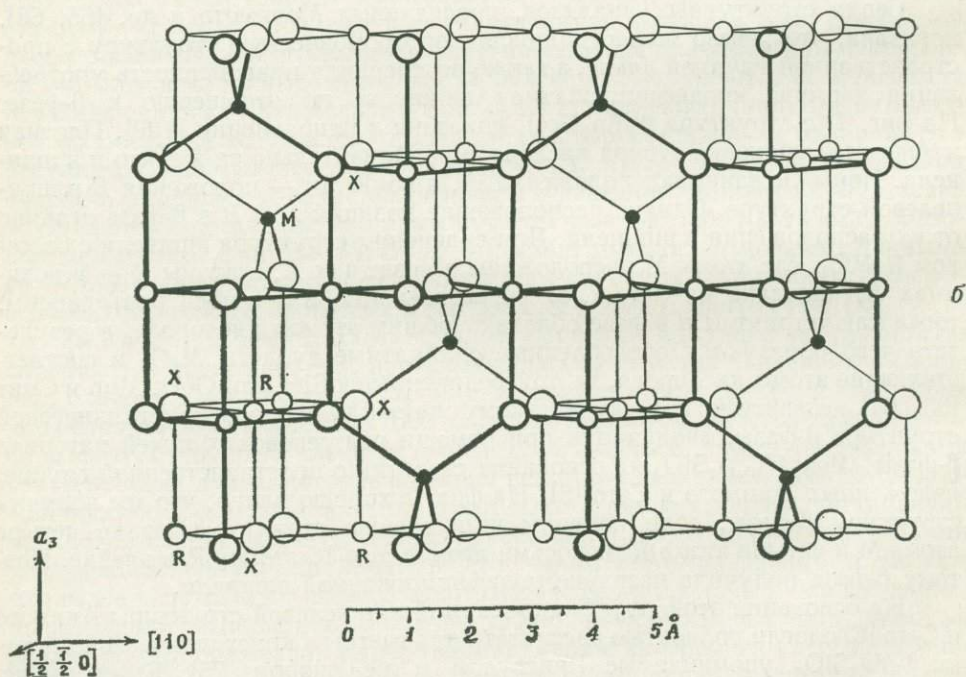
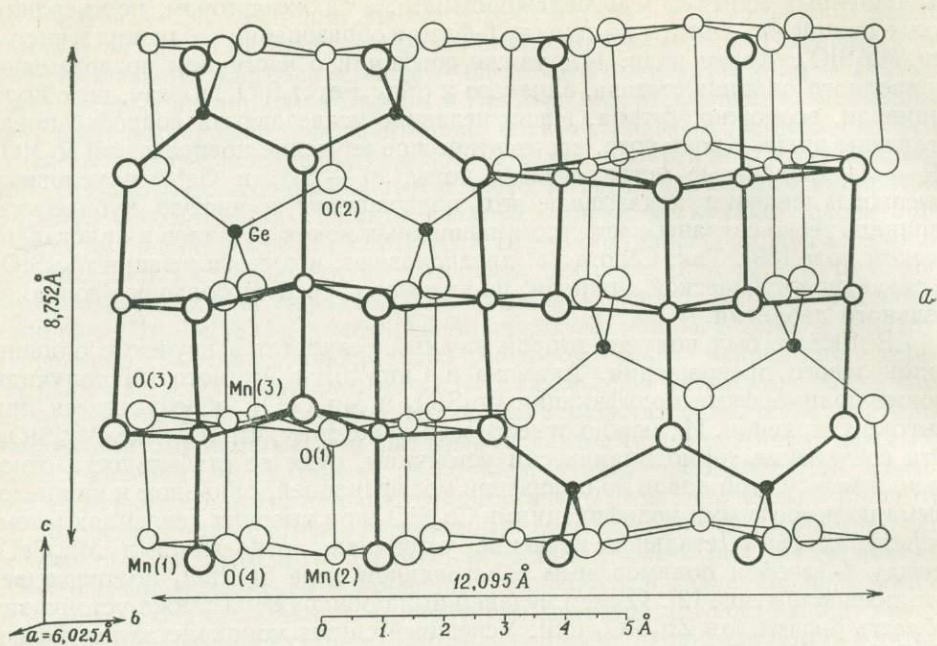
последующие эксперименты, касающиеся превращений при высоком давлении в  $Mg_2SiO_4$ , опровергают их вывод. Детальная проверка экспериментов, выполненных Рингвудом и Мейджором [79], а также автором, подтвердила более ранние результаты по синтезу  $\beta$ -фазы в образованиях, близких к чистому  $Mg_2SiO_4$ . Кавай и др. [47] также сообщили о частичном превращении природного оливина состава, близкого к  $(Mg_{0,9}Fe_{0,1})_2SiO_4$ , в фазу, подобную шпинели, возможно,  $\beta$ -типа. Наши недавние исследования подробно представлены ниже. Кроме того, систематическое изучение превращений  $R_2MO_4$  ( $R$  — двухвалентные металлические ионы,  $M$  —  $Si^{4+}$  и  $Ge^{4+}$ ) в условиях высокого давления показывает, что превращения в чистую кубическую шпинель тесно связаны с эффектом подвижных ионов металлов в кристаллическом поле [89]. Так, Сёно и др. предполагают, что стабилизация  $Mg_2SiO_4$  в структуре кубической шпинели, по-видимому, требует большого дополнительного давления.

В 1968 г. был получен второй важный результат в изучении оливин-шпинелевого превращения. Акимото и Сато [6] и Акимото [2] получили новые полиморфные модификации  $Co_2SiO_4$  и  $Mn_2GeO_4$ , образующиеся при высоком давлении. Их можно отнести к тому же типу, что и  $\beta$ -фазу  $Mg_2SiO_4$ . Эти соединения термодинамически устойчивы, судя по стабильности отношения между этой новой полиморфной модификацией, оливином и шпинелевыми полиморфными модификациями  $Co_2SiO_4$  при высоких давлениях и температурах [6]. Детальное изучение устойчивых отношений в  $Mn_2GeO_4$  между  $\beta$ -фазой и полиморфным образованием типа  $Sr_2PbO_4$  подтверждает это предположение [2]. Совсем недавно была обнаружена также устойчивая область  $\beta$ -фазы для  $Zn_2SiO_4$  [88]. Успешный синтез монокристаллов  $\beta$ -фазы  $Co_2SiO_4$  и  $Mn_2GeO_4$  сделал возможным определение кристаллических структур  $\beta$ -фазы.

Серия структурных анализов, проделанных Моримото и др. [65, 66], показала, что  $\beta$ -фазе можно приписать орторомбическую структуру с пространственной группой *Imma*, а также подтвердила правомерность употребления термина «модифицированная шпинель» по отношению к  $\beta$ -фазе. На фиг. 1, а структура  $\beta$ - $Mn_2GeO_4$  показана в направлении [100]. Плотная кубическая упаковка атомов кислорода приблизительно та же, что и в шпинели. Ионы Ge занимают положения *A*, а ионы Mn — положения *B* в шпинелевой структуре. Однако расположение позиций *A* и *B* в  $\beta$ -фазе отлично от их расположения в шпинели. Для сравнения структура шпинели с составом  $R_2MO_4$ , где атомы *M* расположены в позициях *A*, а атомы *R* — в позициях *B*, показана на фиг. 1, б. Тетраэдры  $MO_4$  в шпинели разбеднены, тогда как тетраэдры в  $\beta$ -фазе обладают общим атомом кислорода, в результате чего образуются обособленные силикатные дублеты  $M_2O_7$  и соответствующие атомы кислорода, не присоединенные к  $Si^{4+}$  или  $Ge^{4+}$ . Мур и Смит [63, 64] независимо пришли к такому же заключению о кристаллической структуре  $\beta$ -фазы, анализируя при помощи рентгеновских лучей материал  $\beta$ -фазы  $(Mg_{0,9}Ni_{0,1})_2SiO_4$  на основании сведений о пространственной группе, изложенных Акимото и Сато [6]. На фиг. 1 хорошо видно, что мы получим структуру  $\beta$ -фазы, если изменим шпинелевую структуру, изъяв четыре атома *M* и четыре атома *R* из восьми атомов *M* и 16 атомов *R* в ячейке. Поэтому  $\beta$ -фаза получила название модифицированной шпинели.

На основании этой модифицированной шпинелевой структуры Акимото и Сато [6] смогли полностью рассчитать параметры *d* кристаллической решетки  $\beta$ - $Mg_2SiO_4$ , упоминаемые Рингвудом и Мейджором [75]. Были вычислены размеры отдельной ячейки, а также значения плотностей для  $\beta$ - $Mg_2SiO_4$  и получены следующие данные:  $a = 5,710 \pm 0,004 \text{ \AA}$ ,  $b = 11,45 \pm 0,02 \text{ \AA}$ ,  $c = 8,248 \pm 0,009 \text{ \AA}$  и  $\rho = 3,47 \text{ г/см}^3$ . Таким образом, было установлено, что  $\beta$ - $Mg_2SiO_4$  превышает по плотности форстерит на 7,9%.

Рингвуд и Мейджор представили на симпозиуме по Проекту верхней мантии в Канберре (1969 г.) работу по фазовой диаграмме для системы  $Mg_2SiO_4$  —  $Fe_2SiO_4$ . На фиг. 2 воспроизводится изотермический участок



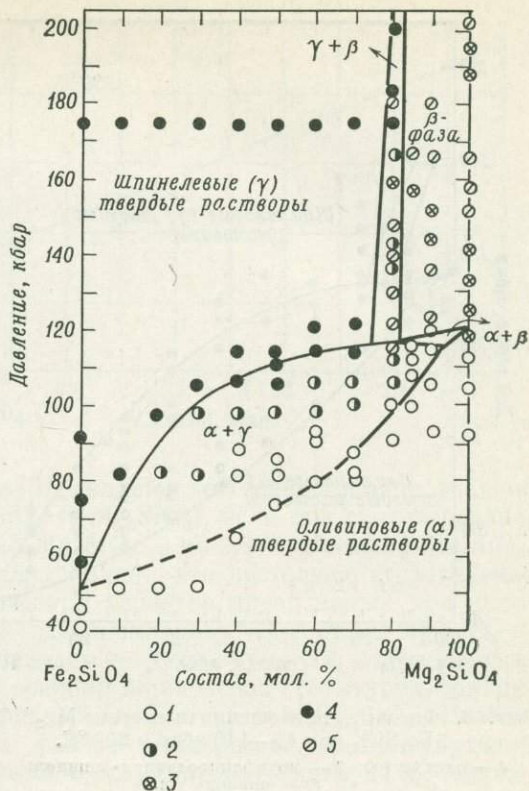
Фиг. 1. Кристаллическая структура модифицированной шпинели (β-фаза) и собственно шпинели.  
 а — орторомбическая кристаллическая структура β-Mn<sub>2</sub>GeO<sub>4</sub>; б — кубическая кристаллическая структура шпинели R<sub>2</sub>MX<sub>4</sub>.

системы при температуре около 1000 °С (из [79]). Эти экспериментальные результаты, несомненно, представляют важнейший вклад в Проект верхней мантии, поскольку они четко определяют три области твердых растворов: оливниновых ( $\alpha$ ), шпинелевых ( $\gamma$ ) и модифицированной шпинели ( $\beta$ ), а также двухфазовые области — ( $\alpha + \gamma$ ), ( $\alpha + \beta$ ) и ( $\beta + \gamma$ ). Рингвуд и Мейджор заслуживают поздравлений за свою постоянную пионерскую работу по оливин-шпинелевым превращениям.

К сожалению, они не смогли непосредственно измерять температуру при давлениях выше 100 кбар из-за ограниченных возможностей аппаратуры. Температура в их опытах определялась обычно с помощью косвенных методов, и возможная ошибка в каждом случае оценивается приблизительно в 200 °С. Они использовали превращение коэсит — стишовит в качестве основного эталона давлений. Разница между давлением на образец и средним давлением на поверхности наковален считалась постоянной при более высоких давлениях. Это допущение вызывает сомнение, хотя их метод позволяет избежать температурного влияния на калибровку давлений. К тому же при давлениях свыше 150 кбар непрерывная пластическая деформация наковален в ходе эксперимента становится все более серьезной и поэтому величины давлений, вероятно, завышены. Рингвуд и Мейджор сообщили также, что средняя продолжительность отдельных экспериментов, при которых давление и температура одновременно воздействовали на образец, была ограничена несколькими минутами при температурах более 1000 °С вследствие перегрева нагревательных элементов. Эти неблагоприятные характеристики аппаратуры Рингвуда и Мейджора делают данные о системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  скорее качественными, чем количественными.

Внесенные совсем недавно усовершенствования в аппаратуру типа наковален Бриджмена с внутренним обогревом позволили распространить на ряд составов, а также на более высокие давления наши данные [4] об изотермическом участке фазовой диаграммы системы  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ . Новый тип камеры давления, совмещенной с наковальнями Бриджмена, дает возможность подвергнуть образцы весом 5—10 мг длительному воздействию давлений до 170 кбар при температурах до 1400 °С [67].

Новые данные, дополняющие полученные ранее с помощью тетраэдрического пресса, проясняют картину фазовых отношений в системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ . В качестве исходных материалов при таких исследованиях используют обычно безводные оливниновые твердые растворы. Что касается чистого  $Mg_2SiO_4$ , то использовался образец химически активного форстерита, полученный с помощью метода, описанного Рингвудом и Мейджором [79]. Продолжительность опытов с наковальнями Бриджмена составляет 2—4 ч при

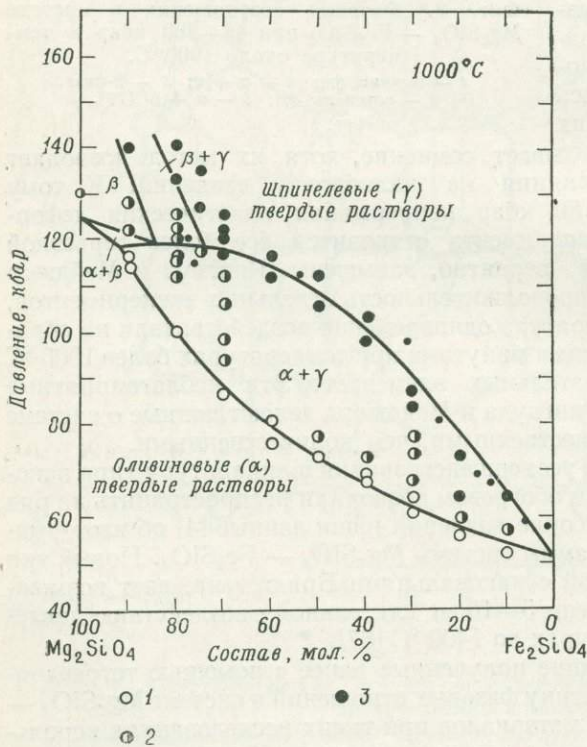


Фиг. 2. Фазовые соотношения в системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  при 40—200 кбар и температуре около 1000 °С.

1 — оливин ( $\alpha$ ); 2 —  $\alpha + \gamma$ ; 3 —  $\beta$ -фаза, 4 — шпинель ( $\gamma$ ); 5 —  $\alpha + \beta$  [79].



Фиг. 3. Фазовые соотношения в системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  при 40—140 кбар и 800 °С.  
1 — оливин ( $\alpha$ ); 2 — модифицированная шпинель ( $\beta$ ); 3 — шпинель ( $\gamma$ ).

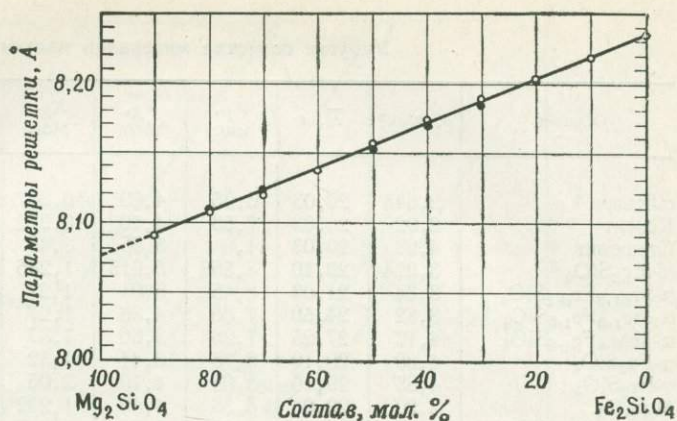


Фиг. 4. Фазовые соотношения в системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$  при 40—140 кбар и 1000 °С.  
1 — оливин ( $\alpha$ ); 2 — модифицированная шпинель ( $\beta$ ); 3 — шпинель ( $\gamma$ ).

температуре 800 °С и 1—2,5 ч при 1000 °С. Характер и количественные соотношения фаз, наблюдаемые в этих экспериментах, показаны на фиг. 3 и 4 в виде изотермических участков при 800 и 1000 °С. Эти результаты носят предварительный характер, так как исследования развиваются в направлении достижения более высоких давлений и температур.

На фиг. 3 и 4 показана также линейная зависимость между параметрами решетки и составом [75, 79]. Более позднее определение параметров решетки твердых растворов шпинели показано на фиг. 5, на которой также нанесены данные, полученные Рингвудом и Мейджором [79]. Между ними имеется хорошее согласие. Составы шпинелевых твердых растворов, определенные таким образом в двухфазовой области ( $\alpha + \gamma$ ), изображены на фиг. 2—4.

Фиг. 5 можно использовать для оценки параметра решетки чистой шпинели  $Mg_2SiO_4$ . Соответствующая величина, полученная экстраполяцией, составляет 8,074 Å. Это превосходно согласуется с величиной 8,075 Å, приводимой Рингвудом и Мейджором. Эти авторы [79] получили также значение 8,067 Å, основанное на соотношении между параметром решетки и составом для серии шпинелей  $Mg_2SiO_4 - Co_2SiO_4$  и шпинелей  $Mg_2SiO_4 - Ni_2GeO_4$ . В результате они приняли значение  $8,071 \pm 0,005$  Å для чистой шпинели  $Mg_2SiO_4$ . Соответствующая плотность составляет 3,56 г/см<sup>3</sup>. Весьма сомнительно [79], что фаза  $Mg_2SiO_4$ , полученная при



Фиг. 5. Параметры решетки твердых растворов шпинели в системе  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ .

Светлые кружки относятся к данным из настоящей работы, черные кружки — к данным из работы [79].

высоком давлении Акимото и Ида [5], является собственно шпинелью, а не  $\beta-Mg_2SiO_4$ , однако шпинель  $Mg_2SiO_4$  ( $\gamma-Mg_2SiO_4$ ), если она синтезирована, на 10,8% плотнее, чем форстерит  $\alpha-Mg_2SiO_4$ , и на 2,6% плотнее  $\beta-Mg_2SiO_4$ .

При сравнении фиг. 3 и 4 с фиг. 2 видно, что настоящее исследование полностью подтверждает специфический характер превращения при высоком давлении в области с высоким содержанием Mg для системы  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ , впервые замеченный Рингвудом и Мейджором [75, 179]. Твердые растворы, обладающие модифицированной шпинелевой структурой, обнаружены в  $(Mg_{0,8}Fe_{0,2})_2SiO_4$ ,  $(Mg_{0,9}Fe_{0,1})_2SiO_4$  и в чистой  $Mg_2SiO_4$ . Вообще говоря, изотермический участок фазовой диаграммы, соответствующий 1000 °C на фиг. 4, хорошо согласуется с результатами Рингвуда и Мейджора [79] (фиг. 2), за исключением области ( $\gamma + \beta$ ). Характерные особенности границ областей ( $\gamma + \beta$ ) на фиг. 2, которые почти не зависят от давления, перенесены на фиг. 4. Отличия в методе калибровки давлений, возможно, и приводят к расхождению наших данных с результатами Рингвуда и Мейджора. Разработка точного метода калибровки давлений при высоких температурах настоятельно необходима для количественного анализа фазовой диаграммы системы  $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ . Хотя пока остается некоторая неопределенность в абсолютных величинах давлений, стоит упомянуть, что при 800 °C однофазовый  $\gamma-(Mg_{0,9}Fe_{0,1})_2SiO_4$  может быть получен при давлениях выше примерно 140 кбар, в то время как при 1000 °C все попытки синтезировать  $\gamma-(Mg_{0,9}Fe_{0,1})_2SiO_4$  оказываются безуспешными вплоть до давления почти 140 кбар и обнаруживается обычно лишь совместное существование  $\beta$ - и  $\gamma$ -фазы. Отсюда видно, что устойчивость области  $\beta-(Mg, Fe)_2SiO_4$  сильно зависит от температуры. При более высоких температурах область  $\beta-(Mg, Fe)_2SiO_4$ , по-видимому, значительно расширяется. Эти результаты также вполне согласуются с высокой чувствительностью к температурным изменениям  $\beta$ -фазы  $Co_2SiO_4$  и системы  $Mg_2SiO_4 - Co_2SiO_4$  [61, 2]. Точное определение температур позволило оценить градиент  $dP/dT$  при превращении оливин — модифицированная шпинель для чистого  $Mg_2SiO_4$ . Получено значение, равное примерно 48 бар/°C.

**Скорости волн в оливине  $(Mg, Fe)_2SiO_4$  и шпинели.** Скорости продольных и поперечных волн в оливине  $(Mg, Fe)_2SiO_4$  определялись методом ультразвуковых импульсов для четырех образцов с различным химическим составом:  $(Mg_{0,9}Fe_{0,1})_2SiO_4$ ,  $(Mg_{0,5}Fe_{0,5})_2SiO_4$ ,  $(Mg_{0,2}Fe_{0,8})_2SiO_4$  и  $Fe_2SiO_4$  [6]. Эти образцы изготовлены путем горячего прессования при давлении 30 кбар и температурах 800—1000 °C с использованием тетраэдрического пресса. Результаты приведены в табл. 1. Скорости продольных и поперечных волн в оливине как функции плотности представлены на фиг. 6 и 7 соответственно. Кривые на этих диаграммах основаны на законе Берча [22, 84, 53], связывающем скорости, плотности и средние атомные веса пород и минералов. На фигурах показаны также данные, полученные Чангом [31] с исполь-

Упругие свойства минералов мантии

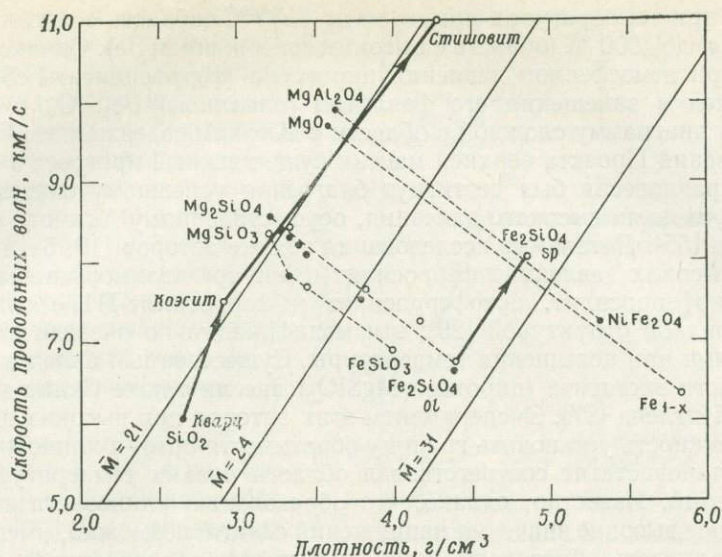
Образец	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\bar{M}$ , г	$V_P$ , км/с	$V_S$ , км/с	$K_S$ , Мбар	$K_T$ , Мбар	$\mu$ , Мбар	$\sigma$
$\alpha$ -Кварц <sup>1</sup>	2,648	20,03	6,05	4,09	0,377		0,443	0,078
Кюэсит	2,92	20,03	7,53	4,19	0,972	1,47 $\pm$ 0,15 <sup>2</sup>	0,513	0,276
Стишовит	4,28	20,03	11,0	5,55	3,43	3,0 $\pm$ 0,3 <sup>2</sup>	1,32	0,333
$\alpha$ -Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> <sup>3</sup>	3,214	20,10	8,569	5,015	1,286		0,811	0,240
$\alpha$ -Mg <sub>1,8</sub> Fe <sub>0,2</sub> SiO <sub>4</sub>	3,34	21,00	8,45	5,01	1,27		0,838	0,229
$\alpha$ -Mg <sub>1,0</sub> Fe <sub>1,0</sub> SiO <sub>4</sub>	3,82	24,50	7,66	4,36	1,27		0,726	0,260
$\alpha$ -Mg <sub>0,4</sub> Fe <sub>1,6</sub> SiO <sub>4</sub>	4,17	27,25	7,26	3,66	1,37		0,524	0,330
$\alpha$ -Fe <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	4,39	29,10	6,75	3,41	1,32		0,510	0,329
$\gamma$ -Fe <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	4,85	29,10	8,05	4,10	2,05	2,12 $\pm$ 0,10 <sup>4</sup>	0,814	0,316
MgSiO <sub>3</sub>	3,20	20,08	8,36	4,99	1,212		0,797	0,223
Mg <sub>0,85</sub> Fe <sub>0,15</sub> SiO <sub>3</sub> <sup>5</sup>	3,34	21,05	7,85	4,76	1,049		0,757	0,209
Mg <sub>0,7</sub> Fe <sub>0,3</sub> SiO <sub>3</sub>	3,44	22,00	7,70	4,59	1,073		0,725	0,224
FeSiO <sub>3</sub>	3,98	26,40	6,90	3,72	1,161	1,42 $\pm$ 0,10 <sup>4</sup>	0,551	0,295
Fe <sub>0,98</sub> O	5,84	35,37	6,35	3,06	1,47	1,540 <sup>6</sup>	0,557	0,349

<sup>1</sup> По [85]; <sup>2</sup> по [17]; <sup>3</sup> по [52]; <sup>4</sup> по [56]; <sup>5</sup> по [51]; <sup>6</sup> по [32].

зованием той же методики. Грехэм и Барш [37], а также Кумадзава и Андерсон [52], используя монокристаллы, определили все упругие константы форстерита. Из этих величин при помощи осредняющей процедуры Войта — Реусса — Хилла мы можем получить значения скоростей для макроскопически изотропных образцов [14]. Эти значения показаны на фиг. 6 и 7. Очевидно, что данные о монокристаллах оливина также согласуются со значениями, полученными на поликристаллических образцах. Как видно из фиг. 6 и 7, скорости как продольных, так и поперечных волн линейно убывают с возрастанием отношения FeO/(MgO + FeO).

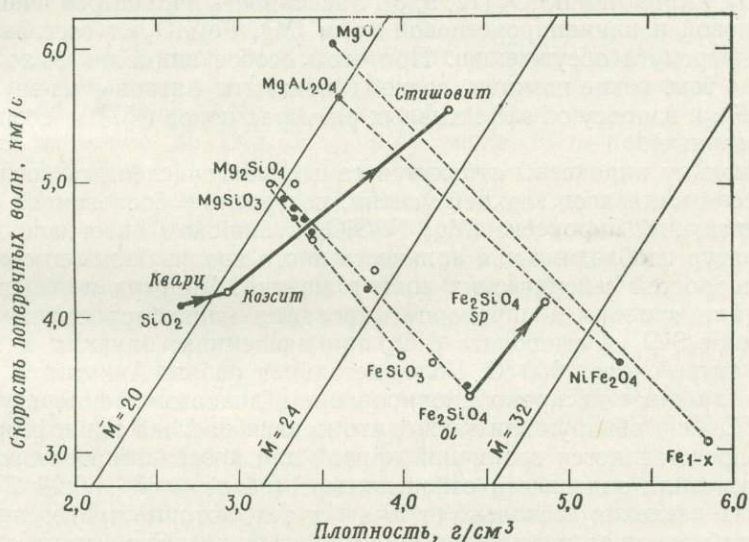
Образец шпинели Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>, пригодный для измерения скоростей, был изготовлен при давлении 75 кбар и температуре 900 °С методом обычного закалывания из порошка синтетического фаялита. Скорости продольных и поперечных волн для Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> приведены в табл. 1. Было установлено, что оливин-шпинелевое превращение в Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> сопровождается почти 20%-ным возрастанием скоростей. Это почти вдвое превышает увеличение плотности. На фиг. 6 и 7 представлена эта величина для скоростей волн в шпинели Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>. Как установили Либерман [53] и Чанг [31], соответствующая точка удивительно хорошо располагается на пересечении двух линий, нанесенных по плотностям и средним атомным весам. Либерман также показал, что точка, соответствующая шпинели Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>, попадает на линию изоморфных соединений шпинели, связывающую MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> с NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, и что эта линия параллельна линии изоморфных разновидностей оливина Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> — Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>. Если допустить, что такие линии остаются параллельными для любого состояния системы Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> — Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>, то скорости волн в твердых шпинелевых растворах системы могут быть оценены по ее плотности. Либерман и Чанг получили таким образом для продольных волн в шпинели Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> ( $\gamma$ -Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>) скорость 10,0 км/с. Это хорошо согласуется с предсказанным нами значением 10,3 км/с [62], полученным в предположении, что отношение скоростей продольных волн в шпинели и оливине такое же, как в Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> и Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>. Скорость поперечных волн для  $\gamma$ -Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> была также оценена по плотности; она равна 5,7 км/с.

Мао и др. [56] подсчитали изотермический модуль объемного сжатия для шпинелей (Mg<sub>0,2</sub>Fe<sub>0,8</sub>)<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>, (Mg<sub>0,1</sub>Fe<sub>0,9</sub>)<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> и Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> методом дифракции рентгеновских лучей при статическом сжатии под высоким давлением. Для указанных фаз шпинели системы Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> — Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> в областях с высоким содержанием железа получены значения между 1,96  $\pm$  0,10 и 2,12  $\pm$



Фиг. 6. Зависимость скорости продольных волн от плотности минералов в трехкомпонентной системе  $\text{MgO} - \text{FeO} - \text{SiO}_2$ .

Сплошные линии для  $\bar{M} = 21, 24$  и  $31$  взяты из работы Берча [22]. Пунктирные линии связывают изоморфные соединения. ol — оливин; sp — шпинель.



Фиг. 7. Зависимость скорости поперечных волн от плотности минералов в трехкомпонентной системе  $\text{MgO} - \text{FeO} - \text{SiO}_2$ .

Сплошные линии для  $\bar{M} = 20, 24$  и  $32$  взяты из работы Либермана [53]. Пунктирные линии связывают изоморфные соединения. ol — оливин; sp — шпинель.

$\pm 0,10$  Мбар. Значение  $2,12 \pm 0,10$  Мбар для шпинели  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  удовлетворительно согласуется со значением, определенным по скоростям ультразвуковых волн (табл. 1).

#### СИСТЕМА $\text{MgSiO}_3 - \text{FeSiO}_3$ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

**Фазовые равновесия.** Детальное изучение фазовых соотношений в системе  $\text{MgSiO}_3 - \text{FeSiO}_3$  при атмосферном давлении впервые осуществили Боуэн и Шерер [23]. Их фазовая диаграмма дает представление о ортопироксене как низкотемпературной устойчивой фазе, превращающейся в клино-

пироксен при температурах примерно от 1150 °С (область с высоким содержанием Mg) до 1000 °С (область с высоким содержанием Fe). Однако неустойчивость при атмосферном давлении пироксена (ферросилита)  $\text{FeSiO}_3$ , проявляющаяся в замещении его фаялитом (оливином)  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  и кварцем, делает эту диаграмму сложной в области с высоким содержанием Fe. В ходе осуществления Проекта верхней мантии существенный прогресс в изучении фазового равновесия был достигнут благодаря успешному синтезу ферросилита в условиях высокого давления, осуществленному Акимото и др. [10] и Линдсли [55]. Детальные исследования тех же авторов [12, 54] показали, что при высоких давлениях ферросилит имеет три полиморфные модификации: клиноферросилит, ортоферросилит и ферросилит-III с триклинной пироксеноидной структурой [29]; эти модификации по очереди становятся устойчивыми при повышении температуры. Существенный вклад в изучение устойчивости энстатита (пироксен  $\text{MgSiO}_3$ ) внесли также Скляр и др. [83] и Бойд и Ингленд [27]. Эксперименты этих авторов при высоких давлениях дали возможность установить границу обратимости орто- и клиноэнстатитов, причем клиноэнстатит соответствовал области низких температур и высоких давлений. Известно, однако, что образованию клиноэнстатита благоприятствуют высокие значения напряжений сдвига; возможно, именно этому следует приписать образование клиноэнстатита в экспериментах с твердой средой, передающей давление. Эксперимент, недавно проведенный в лаборатории автора, также показал, что образованию клинопироксена с пространственной группой  $P2_1/c$  благоприятствует действие высоких давлений на  $\text{CoSiO}_3$ ,  $\text{ZnSiO}_3$  и  $\text{MnSiO}_3$  [12, 9, 8]. Зависимость параметров ячейки ортопироксеновой и клинопироксеновой форм  $(\text{Mg, Fe})\text{SiO}_3$  от состава недавно была подвергнута обсуждению. При этом особое внимание было уделено вопросу о том, какие позиции должны занимать катионы из-за влияния ионов  $\text{Fe}^{2+}$ , и вопросу об эффективных размерах ионов ([57] и неопубликованные данные).

Поскольку пироксены считаются самым многочисленным после оливинов классом минералов верхней мантии, построение обоснованной диаграммы превращений пироксена  $(\text{Mg, Fe})\text{SiO}_3$  в широком интервале давлений и температур необходимо для количественного анализа зоны высокого градиента скоростей сейсмических волн в мантии. Рингвуд и Мейджор [76] обнаружили явления диспропорционирования клиноферросилита в смешшпинели  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  и стишовита  $\text{SiO}_2$  при давлениях, близких к 100 кбар и температуре около 1000 °С. Более детальная работа Акимото и Сёно [8] подтвердила такое диспропорционирование в диапазоне температур от 790 до 1210 °С. Они обнаружили также, что кривая распада клиноферросилита хорошо представляется граничной кривой для коэсит-стишовитового перехода; последняя задавалась отношением  $P$  (кбар) =  $67 + 0,28 T$  (°С) [7]. Указанные давления несколько отличны от тех, которые приведены в цитируемой работе, из-за пересмотра шкалы (давлений). Это можно объяснить следующим. Превращение оливин — шпинель для  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ , как известно, имеет место при давлениях около 45—55 кбар в диапазоне температур от 800 до 1200 °С. Эти давления намного ниже давлений, отвечающих переходу коэсит — стишовит при соответствующих температурах. Следовательно, образование стишовита играет решающую роль в реализации реакции  $\text{FeSiO}_3$  (пироксен)  $\rightleftharpoons \text{Fe}_2\text{SiO}_4$  (шпинель) +  $\text{SiO}_2$  (стишовит).

Результаты экспериментов, связанных с распадом системы  $\text{MgSiO}_3$  —  $\text{FeSiO}_3$  с пироксеновой структурой, были опубликованы также Рингвудом и Мейджором [76], Рингвудом [79] и Акимото и Сёно [8]. Предварительная фазовая диаграмма системы при 800 и 1000 °С показана на фиг. 8. Для изотермического участка при 800 °С было установлено, что при высоких давлениях начальные твердые растворы ортопироксена переходят в клинопироксеновые твердые растворы; эти последние при еще более высоких давлениях распадаются на стишовит плюс твердые растворы шпинели в системе  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  —  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ . Составы твердых растворов шпинели в трехфазовой

области (твердый раствор (шпинели + стишовит + твердый раствор клинопироксена) были определены по параметрам их решетки. Определение основывалось на отношениях между параметром решетки и составом твердых растворов шпинели  $(Mg, Fe)_2SiO_4$ , описанных ранее (фиг. 5). Эта информация сделала возможной построение кривой на фиг. 8, отделяющей двухфазовую область (твердые растворы шпинели + стишовит) от трехфазовой области.

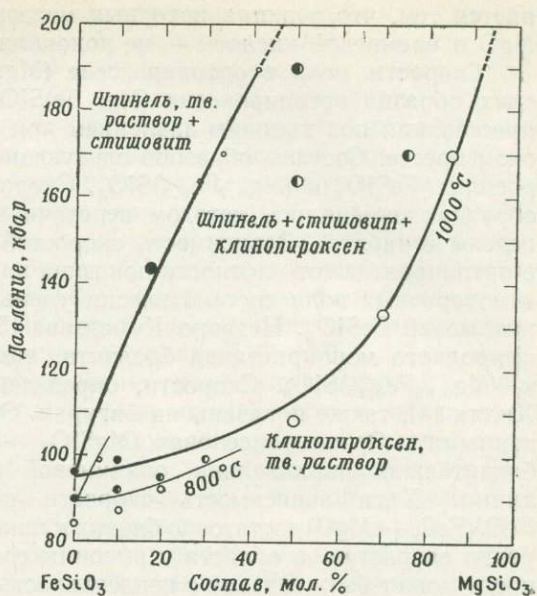
Общие черты фазовой диаграммы видны более четко в изотермической части при приблизительно  $1000^\circ C$ , хотя эти данные носят всего лишь предварительный характер [76, 79]. При возрастании давления от 100 до 190 кбар состав пироксенов, которые могут полностью перейти в твердый раствор шпинели

$(Mg, Fe)_2SiO_4$  + стишовит, монотонно изменяется от  $FeSiO_3$  до  $(Mg_{0,43}Fe_{0,57})SiO_3$ . Трехфазовая область для промежуточных состояний покрывает диапазон давлений в 30—40 кбар, и большое разнообразие составов пироксенов, изменяющихся примерно до  $(Mg_{0,8}Fe_{0,2})SiO_3$ , может быть преобразовано частично в соответствии с этим фазовым равновесием. Эти исследования подтвердили также, что клинопироксен  $(Mg, Fe)SiO_3$  остается устойчивым при давлениях, значительно превышающих те, которые требуются для преобразования оливинов с тем же отношением  $Mg/Fe$  в шпинель.

Предполагая, что других существенных превращений не происходит, можно экстраполировать фазовую границу на фиг. 8 для определения давления, при котором может образоваться чистый  $MgSiO_3$ . Хотя предварительный характер фазовой границы на фиг. 8 делает эту экстраполяцию сомнительной, Рингвуд [76] пришел к выводу, что  $MgSiO_3$  может перейти в  $\beta$ - $Mg_2SiO_4$  +  $SiO_2$  (стишовит) при давлениях от 200 до 300 кбар, если не происходит превращения в другие фазы.

Сообщалось, что возможны другие виды превращений чистого  $MgSiO_3$  при высоком давлении. Томпсон [см. 20] впервые предположил, что  $MgSiO_3$ , возможно, полностью способен переходить в корундовую (по существу нарушенную ильменитовую) структуру. Предварительное изучение Рингвудом [74] превращения пироксен — ильменит в системе  $MgSiO_3$  —  $MgGeO_3$  позволяет предположить, что  $MgSiO_3$  может перейти в ильменитовую структуру вторично при давлениях от 200 до 300 кбар, если не происходит перехода в другую основную фазу. Рингвуд [73, 74] также установил возможность перехода пироксен — гранат для  $MgSiO_3$ , что является третьей формой перехода. Однако все прежние эксперименты с высоким статическим давлением не позволяли установить, какая из этих трех форм более вероятна. Рингвуд [74] показал, что клиноэнстатит представляет собой единственную устойчивую фазу  $MgSiO_3$  при давлениях от 100 до более чем 200 кбар.

Эти результаты не согласуются с более ранним утверждением Склера и др. [83], что распад клиноэнстатита на форстерит + стишовит происходит приблизительно при 115 кбар и  $500$ — $800^\circ C$ . Присутствие некоторого количества форстерита и стишовита, которое наблюдалось ими, возможно, объяс-



Фиг. 8. Фазовые соотношения в системе  $MgSiO_3$  —  $FeSiO_3$  при  $80$ — $200$  кбар и  $800$ — $1000^\circ C$ .

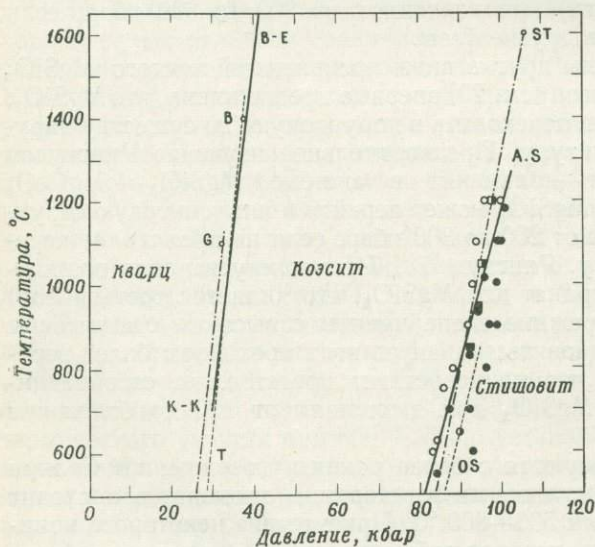
няется тем, что реакция исходных материалов — смеси равных количеств  $MgO$  и кремневой кислоты — не доходила до конца.

**Скорости волн в ортопироксене  $(Mg, Fe)SiO_3$ .** Три поликристаллических образца ортопироксена  $(Mg, Fe)SiO_3$  были изготовлены посредством прессования под высоким давлением при 40 кбар и 1200 °C в тетраэдрическом прессе. Составы образцов следующие: ортоэнстатит  $MgSiO_3$ , ортоферросилит  $FeSiO_3$  и  $(Mg_{0,7}Fe_{0,3})SiO_3$ . Скорости ультразвуковых волн в этих образцах измерялись методом передачи импульсов [61]. Результаты приведены в табл. 1. Зависимость скоростей продольных и поперечных волн в ортопироксене от плотности показана на фиг. 6 и 7. Скорости продольных и поперечных волн систематически уменьшаются с возрастанием содержания молей  $FeSiO_3$ . Недавно Кумадзава [51] определил упругие константы природного монокристалла бронзита, химический состав которого близок к  $(Mg_{0,85}Fe_{0,15})SiO_3$ . Скорости, определенные методом Войта — Реусса — Хилла [4], также показаны на фигурах. Они хорошо согласуются с нашими данными. Ортопироксеновая  $(MgSiO_3 - FeSiO_3)$  изоморфная линия приблизительно параллельна оливиновой  $(Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4)$  изоморфной линии. Хотя зависимость скорости поперечных волн от отношения  $FeO/(FeO + MgO)$  достаточно близка к линейной, скорость продольных волн резко возрастает в области с высоким содержанием  $MgSiO_3$ . Эта нелинейность может быть связана с неидеальностью системы  $MgSiO_3 - FeSiO_3$  [57].

#### ПРЕВРАЩЕНИЯ В $SiO_2$ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

**Фазовые равновесия.** После первого синтеза коэсита [33] и стишовита [87] возник большой интерес к определению областей их устойчивости при различных температурах и давлениях. Это было вызвано той ролью, которую играет окись кремния в качестве одного из основных породообразующих окислов. Если кривая превращения кварц — коэсит будет установлена с определенностью, она со временем представит удобную возможность для калибровки давлений при высоких температурах. Интерес к определению физических свойств и устойчивости стишовита отчасти объясняется тем, что этот минерал является, вероятно, главной компонентой нижней мантии.

Большое число исследований по фазовому равновесию при кварц-коэситовых превращениях было проведено в последние 10 лет. На фиг. 9 изображены фазовые диаграммы, полученные при трех различных исследованиях равновесия этой системы [124, 50, 91], а также одиночная точка равновесия



Фиг. 9. Фазовая диаграмма для кварц-коэсит-стишовитового перехода  $SiO_2$ .

Для перехода кварц — коэсит данные основаны на следующих работах: B — E — [24]; K — K — [50]; T — [90]; B — [28]; G — [36]. Для перехода коэсит — стишовит: ST — [86]; OS — [68, 69]; AS — [7].

[28, 38]. Согласованность этих данных удовлетворительна, что гарантирует практическую полезность кривой перехода кварц — коэсит для калибровки давления в диапазоне 30—40 кбар при высоких температурах.

В ряде работ [87, 93, 82, 80, 18, 60] описан синтез стишовита с применением различных видов аппаратуры высокого давления; однако детальные данные об области его стабильности отсутствуют. Первая попытка определить кривую перехода коэсит — стишовит была сделана Стишовым [86]. Он получил стандартное значение энтропии для стишовита, исходя из линейной связи между энтропией и плотностью, эмпирически измеренной в окислах рутилового типа, и построил кривую перехода, проходящую через точку равновесия ( $106 \pm 5$  кбар,  $1600 \pm 100$  °C), определенную экспериментально. Дальнейшие данные, основанные на прямом экспериментальном определении кривой перехода в температурном интервале 410—830 °C, были получены Островским [68, 69]. Распространение коэсит-стишовитовой кривой на более широкую область температур было предпринято в лаборатории автора. Акимото и Сёно [7] рассчитали кривую коэсит-стишовитового перехода для интервала температур 550—1200 °C и интервала давлений 83—101 кбар с помощью тетраэдрического пресса. Для точного определения кривой перехода и проверки обратимости реакции были проведены опыты с различными видами исходных материалов: аморфным ангидридом кремневой кислоты,  $\alpha$ -кварцем, коэситом и стишовитом. Результаты показаны на фиг. 9. Возможность обратных реакций от стишовита к коэситу была продемонстрирована при двух различных температурах с использованием однофазового стишовита в качестве исходного материала. Суммируя экспериментальные данные, удалось описать граничную кривую для коэсит-стишовитового перехода линейным соотношением  $P$  (кбар) =  $67 + 0,028 T$  (°C)<sup>1</sup>.

На фиг. 9 приведена также для сравнения коэсит-стишовитовая кривая из работ Стишова [86] и Островского [68, 69]. Поскольку величина давлений, использованная этими авторами, основана на «шкале объемов» Бриджмена, по которой переход III—V для  $V_i$  равен 89 кбар, их кривые представлены на фиг. 9 после преобразования и представления в шкале, используемой в настоящей статье. Принимая, что точность измерения давлений в данных экспериментах равна  $\pm 3$ —5 кбар, мы не обнаружили скольконибудь существенной разницы между кривыми, построенными с применением различных типов аппаратуры высокого давления, если при этом мы пользовались обычной шкалой давлений. Наклон кривой коэсит-стишовитового перехода, составляющий, по данным этих исследований, около 40—50°/кбар, указывает на высокую чувствительность перехода к изменению давления. Небольшие погрешности в температурных измерениях мало отражаются на результатах. Это наводит на мысль об использовании коэсит-стишовитового перехода для определения точки калибровки давлений при высоких температурах. В самом деле, значения давлений, приведенные в работах Рингвуда и Мейджора, полностью основываются на допущении, что коэсит-стишовитовый переход происходит при 98 кбар и 1000 °C. Как описывалось ранее, мы также использовали этот переход при выборе эталонных точек в экспериментах, проводимых с применением наковален Бриджмена с внутренним обогревом [67].

**Измерения скоростей волн в коэсите и стишовите.** Успешная агломерация довольно большого количества коэсита и стишовита при высоких давлениях и температурах позволяет прямо измерять скорости упругих волн в этих минералах [62, 61]. Образец коэсита представляет собой закаленный продукт, изготовленный в тетраэдрическом прессе при 55 кбар и 1000 °C с использованием порошка кварца в качестве исходного материала. Спрессованный стишовит был синтезирован из порошка коэсита при 130 кбар

<sup>1</sup> Изменение в величине давления для Sn I—II от 92 кбар [71] до 94 кбар вызвало некоторые изменения коэффициентов в этом уравнении.

и 1000 °С в установке ультравысоких давлений, созданной в Объединенном центре Мицубиси по использованию атомной энергии [91]. Параметры решетки для образца стишовита следующие:  $a = 4,178 \pm 0,001 \text{ \AA}$ ,  $c = 2,665 \pm 0,001 \text{ \AA}$ . Эти данные удовлетворительно согласуются с приведенными в работе Чао и др. [30]:  $a = 4,1790 \pm 0,0004 \text{ \AA}$ ,  $c = 2,6649 \pm 0,0004 \text{ \AA}$ .

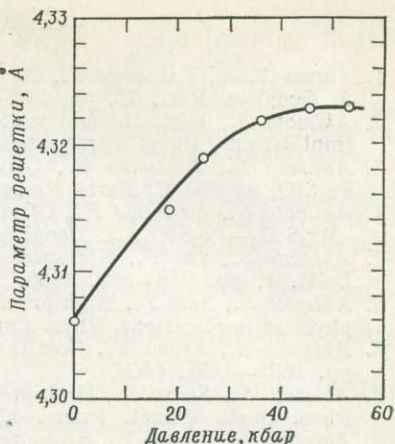
Скорости продольных и поперечных волн в образцах измерялись методом ультразвуковых импульсов. Результаты приведены в табл. 1. В этой таблице скорости продольных волн в коэсите несколько отличаются от значений, приведенных в работе [62]. Зависимость скоростей в трех полиморфных модификациях окиси кремния ( $\alpha$ -кварце [85], коэсите и стишовите) от плотности дана на фиг. 6 и 7. Из фиг. 6 видно, что скорости продольных волн монотонно возрастают вдоль линии среднего атомного веса Берча ( $\bar{M} = 21$ ) с возрастанием плотности. Однако что касается скорости поперечных волн, то данные для стишовита значительно отклоняются от линии среднего атомного веса  $\bar{M} = 20$ , установленной Либерманом [53] и показанной на фиг. 7. Более подробные сведения о скоростях волн в коэсите и стишовите будут опубликованы в другой работе.

Упругие свойства коэсита и стишовита можно изучать также путем измерения соотношений между объемом и давлением при статическом или ударном сжатии. Ваккерле [92] получил данные о сжатии  $\text{SiO}_2$ , исследуя воздействие ударных нагрузок на кристаллы кварца и расплавленный кварц. Мак-Квин и др. [58] и Андерсон и Канамори [15] вычислили модуль объемного сжатия для стишовита при нулевом давлении, исходя из данных Ваккерле [92]. Значения модуля у этих авторов составили 4,35 и 3,92 Мбар соответственно. Аренс и др. [1] недавно вычислили модуль объемного сжатия стишовита; его значение равно 3 Мбар. Это определение основано на данных Гюгио об ударных воздействиях на образцы  $\text{SiO}_2$  с различной начальной плотностью. Сжатие стишовита при комнатной температуре было также измерено с помощью дифракции рентгеновских лучей. Ида и др. [42] оценили модуль объемного сжатия при нулевом давлении в 7,15 Мбар. Измерения проводились с помощью камеры Дриккамера с применением техники рентгеновских лучей [70]. После этого Бассетт и Барнетт [17] получили значение  $3,0 \pm 0,3$  Мбар при изучении дифракции рентгеновских лучей в условиях высокого давления до 85 кбар, получаемого в тетраэдрическом прессе при комнатной температуре. Они определили также модуль объемного сжатия для коэсита при нулевом давлении ( $1,47 \pm 0,16$  Мбар), согласовывая данные с эмпирическим уравнением состояния. Модуль объемного сжатия для стишовита и коэсита, вычисленный по скоростям ультразвуковых волн, также приводится в табл. 1. Для стишовита величины, полученные в ходе недавно проведенных работ разными методами, согласуются удовлетворительно. Для коэсита же Бассетт и Барнетт получили существенно иное значение, чем в настоящей работе.

#### ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА КРИСТАЛЛОХИМИЧЕСКИЕ И УПРУГИЕ СВОЙСТВА ВЮСТИТА $\text{Fe}_{1-x}\text{O}$

**Синтез стехиометрического  $\text{FeO}$  при высоком давлении.** Свойства нестехиометрического окисла железа, вюstita, изучались многими исследователями с тех пор, как Джетт и Фут [44] открыли нарушение стехиометрии. Оно связывается с наличием свободных мест в позициях решетки, занимаемых катионами. Представляется вероятным, что высокие давления и температуры неблагоприятны для образования структуры вюstita с недостающими катионами в присутствии избыточных количеств металлического железа; поэтому мы предположили, что может представить некоторый интерес проверка возможностей получения стехиометрического окисла железа  $\text{FeO}$  при высоких давлениях. Предварительные эксперименты в этом направлении описаны Кацурой и др. [45].

В качестве исходного материала для экспериментов при высоком давлении использовалась смесь металлического железа и  $\text{Fe}_{0,950}\text{O}$ . Способ изготовления такой смеси детально описан в предыдущей статье [45]. Образцы в состоянии порошка помещали в железную капсулу. По достижении желаемого давления и температуры, выдерживавшихся в течение желаемого промежутка времени (использовался тетраэдрический пресс), образец охлаждали под рабочим давлением; затем давление медленно понижали до атмосферного. Присутствие тех или иных фаз, а также параметры ячейки в продуктах высокого давления определяли методом дифракции рентгеновских лучей. Для исходных материалов с избыточным количеством металлического железа  $\text{Fe}_{0,950}\text{O} + 0,10\text{Fe}$  связь размеров ячейки с величиной давления показана на фиг. 10 для изотермического участка при  $775^\circ\text{C}$ . Наибольшее



Фиг. 10. Изменение параметра решетки вюстита с изменением давления при  $775^\circ\text{C}$ .

Первичные минералы —  $\text{Fe}_{0,950}\text{O} + 0,10\text{Fe}$ .

значение размера ячейки синтетического вюстита при давлении свыше 40 кбар постоянно получается равным  $4,323\text{Å}$ . Одиночная фаза вюстита с размером ячейки  $4,323\text{Å}$  также была успешно получена при давлениях 52—53 кбар и температуре около  $770^\circ\text{C}$  с использованием в качестве исходного материала  $\text{Fe}_{0,950}\text{O} + 0,003\text{Fe}$ . Полное содержание железа в образце, определенное методом химического анализа, составило 77,70%. Эта величина как раз соответствует химической формуле  $\text{Fe}_{1,000}\text{O}$ . Таким образом, размер ячейки стехиометрического  $\text{Fe}_{1,000}\text{O}$  оценивается в  $4,323 \pm 0,001\text{Å}$ .

**Кривая сжатия и измерение скоростей для вюстита.** Системе  $\text{MgO} - \text{FeO}$  со структурой  $\text{NaCl}$  предсказывается совместно со стишовитом важная роль в химии нижней мантии. Поэтому для рассмотрения с геофизических позиций мантии Земли крайне важно изучение упругих свойств системы. Связь между давлением и объемом для вюстита определялась при  $25^\circ\text{C}$  и давлениях до 300 кбар под статическим сжатием и с применением дифракции рентгеновских лучей [32, 56]. В этих работах подсчитан изотермический модуль объемного сжатия при нулевом давлении (табл. 1).

Попытка непосредственного измерения скорости упругих волн в образцах вюстита была предпринята недавно в лаборатории автора; использовался метод ультразвуковых импульсов (Мидзутани и др., неопубликованные данные). Поликристаллический образец был получен посредством агломерации предварительно синтезированного вюстита, заключенного в железную капсулу, в тетраэдрическом прессе при  $800^\circ\text{C}$  и 40 кбар. На основании параметра решетки этого образца ( $4,317\text{Å}$ ) химический состав вюстита был оценен как  $\text{Fe}_{0,98}\text{O}$ . Влияние пористости на скорость ультразвуковых волн устранялось путем гидростатического давления. Было найдено, что скорости продольных и поперечных волн в вюстите равны 6,35 и 3,06 км/с соответственно. Модули объемного сжатия, вычисленные на основании этих данных, сравниваются в табл. 1 со значениями, полученными методом дифракции рентгеновских лучей при высоких давлениях. Результаты довольно хорошо согласуются. Скорости продольных и поперечных волн в вюсти представлены на диаграмме Берча (фиг. 6, 7). На фигурах также приведены данные, касающиеся  $\text{MgO}$  [16]. Снова отмечается, что линия, связывающая данные, относящиеся к  $\text{MgO}$ , с данными, относящимися к вюститу, изоморфная линия структуры  $\text{NaCl}$ , приблизительно параллельна изоморфной линии оливина  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4 - \text{Fe}_2\text{SiO}_4$  и изоморфной линии ортопироксена  $\text{MgSiO}_3 - \text{FeSiO}_3$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ahrens T. J., Takahashi T., Davies G. F., A proposed equation of state of stishovite, *J. Geophys. Res.*, 75, pp. 310—316, 1970.
2. Akimoto S., High-pressure synthesis of a «modified» spinel and some geophysical implications, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 3, pp. 189—195, 1970.
3. Akimoto S., Fujisawa H., Olivine — spinel transition in the system  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$  at 800 °C, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1, pp. 237—240, 1966.
4. Akimoto S., Fujisawa H., Olivine — spinel solid solution equilibria in the system  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$ , *J. Geophys. Res.*, 73, pp. 1467—1479, 1968.
5. Akimoto S., Ida Y., High-pressure synthesis of  $Mg_2SiO_4$  spinel, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1, pp. 358—359, 1966.
6. Akimoto S., Sato Y., High-pressure transformation in  $Co_2SiO_4$  olivine and some geophysical implications, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 1, pp. 498—504, 1968.
7. Akimoto S., Syono Y., Coesite — stishovite transition, *J. Geophys. Res.*, 74, pp. 1653—1659, 1969.
8. Akimoto S., Syono Y., High-pressure decomposition of the system  $FeSiO_3$ — $MgSiO_3$ , *Phys. Earth Planet. Inter.*, 3, pp. 186—188, 1970.
9. Akimoto S., Syono Y., High-pressure transformations in  $MnSiO_3$ , *Am. Mineral.*, 1972.
10. Akimoto S., Fujisawa H., Katsura T., Synthesis of  $FeSiO_3$  pyroxene (ferrosilite) at high pressures, *Proc. Jap. Acad.*, 40, pp. 272—275, 1964.
11. Akimoto S., Fujisawa H., Katsura T., The olivine — spinel transition in  $Fe_2SiO_4$  and  $Ni_2SiO_4$ , *J. Geophys. Res.*, 70, pp. 1969—1977, 1965a.
12. Akimoto S., Katsura T., Syono Y., Fujisawa H., Komada E., Polymorphic transition of pyroxenes  $FeSiO_3$  and  $CoSiO_3$  at high pressures and temperatures, *J. Geophys. Res.*, 70, pp. 5269—5278, 1965b.
13. Akimoto S., Komada E., Kushiro I., Effect of pressure on the melting of olivine and spinel polymorphs of  $Fe_2SiO_4$ , *J. Geophys. Res.*, 72, pp. 679—686, 1967.
14. Anderson D. L., Phase changes in the upper mantle, *Sci.*, 157, pp. 1165—1173, 1967.
15. Anderson D. L., Kanamori H., Shock wave equations of state for rocks and minerals, *J. Geophys. Res.*, 73, pp. 6477—6502, 1968.
16. Anderson O. L., Schreiber E., Liebermann R. C., Soga N., Some elastic constant data on minerals relevant to geophysics, *Rev. Geophys.*, 6, pp. 491—524, 1968.
17. Bassett W. A., Barnett J. D., Isothermal compression of stishovite and coesite up to 85 kbar at room temperature by X-ray diffraction, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 3, pp. 54—60, 1970.
18. Бенделиани Н. А., Верещагин Л. Ф., Синтез плотных модификаций кремнезема в присутствии воды под давлением  $150 \cdot 10^3$  кг/см<sup>2</sup>, *ДАН СССР*, 158, 819 стр., 1964.
19. Bernal J. D., Discussion, *Observatory*, 59, pp. 268, 1936.
20. Birch F., Elasticity and constitution of the earth's interior, *J. Geophys. Res.*, 57, pp. 227—286, 1952.
21. Birch F., The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, 1, *J. Geophys. Res.*, 65, pp. 1083—1102, 1960.
22. Birch F., The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, 2, *J. Geophys. Res.*, 66, pp. 2199—2224, 1961.
23. Bowen N. L., Schairer J. F., The system  $MgO$ — $FeO$ — $SiO_2$ , *Am. J. Sci.*, 29, pp. 151—217, 1935.
24. Boyd F. R., Geological aspect of high-pressure research, *Sci.*, 145, pp. 13—20, 1964.
25. Boyd F. R., England J. L., Apparatus for phase-equilibrium measurements at pressures up to 50 kbar and temperatures up to 1750 °C, *J. Geophys. Res.*, 65, pp. 741—748, 1960a.
26. Boyd F. R., England J. L., The fayalite —  $Fe_2SiO_4$  spinel transition, *Carnegie Inst. Wash. Year Book*, 59, pp. 48—49, 1960b.
27. Boyd F. R., England J. L., The rhombic enstatite — clino-enstatite inversion, *Carnegie Inst. Wash. Year Book*, 64, pp. 117—120, 1965.
28. Boyd F. R., Bell P. M., England J. L., Gilbert M. C., Pressure measurement in single stage apparatus, *Carnegie Inst. Wash. Year Book*, 65, pp. 410—414, 1967.
29. Burnham C. W., Ferrosilite III: A triclinic pyroxenoid-type polymorph of ferrous metasilicate, *Sci.*, 154, pp. 513—516, 1966.
30. Chao E. C. T., Fahey J. J., Littler J., Milton D. J., Stishovite,  $SiO_2$ , a very high pressure new mineral from meteor crater, Arizona, *J. Geophys. Res.*, 67, pp. 419—421, 1962.
31. Chung D. H., Effect of iron/magnesium ratio on P- and S-wave velocities in olivine, *J. Geophys. Res.*, 75, pp. 7353—7361, 1970.
32. Clendenen R. L., Drickamer H. G., Lattice parameters of nine oxides and sulfides as a function of pressure, *J. Chem. Phys.*, 44, pp. 4223—4228, 1966.
33. Coes L., A new dense crystalline silica, *Sci.*, 118, pp. 131—132, 1953.
34. Drickamer H. G., Revised calibration for high pressure electrical resistance cell, *Rev. Sci. Instrum.*, 41, pp. 1667—1668, 1970.
35. Drickamer H. G., Balchan A. S., High pressure optical and electrical measurements, in: Wentorf R. H., ed., *Modern Very High Pressure Techniques*, Butterworths, Washington, D.C., pp. 25—50, 1962.

36. *Fujisawa H.*, Temperature and discontinuities in the transition layer within the earth's mantle: Geophysical application of the olivine — spinel transition in the  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$  system, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 3281—3294, 1968.
37. *Graham E. K., Jr., Barsch G. R.*, Elastic constants of single crystal forsterite as a function of temperature and pressure, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 5949—5960, 1969.
38. *Green T. H., Ringwood A. E., Major A.*, Friction effects and pressure calibration in a piston-cylinder apparatus at high pressure and temperature, *J. Geophys. Res.*, **71**, pp. 3589—3594, 1966.
39. *Hall H. T.*, Some high-pressure, high-temperature design considerations, equipment for use at 100,000 atm. and 3,000 °C, *Rev. Sci. Instrum.*, **29**, pp. 267—275, 1958.
40. *Hall H. T.*, Ultra high pressure, high temperature apparatus, the belt, *Rev. Sci. Instrum.*, **31**, pp. 125—131, 1960.
41. *Hill R.*, The elastic behaviour of a crystalline aggregates, *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **65A**, pp. 349—354, 1952.
42. *Ida Y., Syono Y., Akimoto S.*, Effect of pressure on the lattice parameters of stishovite, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **3**, pp. 216—218, 1967.
43. *Jeffreys H.*, On the materials and density of the earth's crust, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, *Geophys. Suppl.*, **4**, pp. 50—61, 1937.
44. *Jette E. R., Foote F.*, An X-ray study of the wüstite (FeO) solid solutions, *J. Chem. Phys.*, **1**, pp. 29—36, 1933.
45. *Katsura T., Iwasaki B., Kimura S., Akimoto S.*, High-pressure synthesis of the stoichiometric compound FeO, *J. Chem. Phys.*, **47**, pp. 4559—4560, 1967.
46. *Kawai N.*, A static high-pressure apparatus with tapering multi-pistons forming a sphere, *I, Proc. Jap. Acad.*, **42**, pp. 385—388, 1966.
47. *Kawai N., Endo S., Ito K.*, Split-sphere high pressure vessel and phase equilibrium relation in the system  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$ , *Phys. Earth Planet. Inter.*, **3**, pp. 182—185, 1970.
48. *Kawai N., Mochizuki S., Fujita H.*, Densification of vitreous silica under static high pressures higher than 2 Megabars, *Phys. Lett.*, **34 A**, pp. 107—108, 1971.
49. *Kennedy G. C., Newton R. C.*, Solid-liquid and solid-solid phase transformations in some pure metals at high temperatures and pressures, in: *Paul W., Warschauer D. M.*, eds., *Solids under Pressure*, McGraw-Hill, New York, N.Y., pp. 163—178, 1963.
50. *Kitahara S., Kennedy G. C.*, The quartz-coesite transition, *J. Geophys. Res.*, **69**, pp. 5395—5400, 1964.
51. *Kumazawa M.*, The elastic constants of single crystal orthopyroxene, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 5973—5980, 1969.
52. *Kumazawa M., Anderson O. L.*, Elastic moduli, pressure derivatives, and temperature derivatives of single crystal olivine and single crystal forsterite, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 5961—5972, 1969.
53. *Liebermann R. C.*, Velocity-density systematics for the olivine and spinel phases of  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$ , *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 4029—4034, 1970.
54. *Lindsley D. H.*, Ferrosilite, *Carnegie Inst. Wash. Year Book*, **64**, pp. 148—150, 1965.
55. *Lindsley D. H., Davis B. T. C., MacGregor I. D.*, Ferrosilite ( $FeSiO_3$ ), Synthesis at high pressures and temperatures, *Sci.*, **144**, pp. 73—74, 1964.
56. *Mao H. K., Takahashi T., Bassett W. A., Weaver J. S., Akimoto S.*, Effect of pressure and temperature on the molar volumes of wüstite and of three (Fe, Mg) $_2SiO_4$  spinel solid solutions, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 1061—1069, 1969.
57. *Matsui Y., Syono Y., Akimoto S., Kitayama K.*, Unit cell dimensions of some synthetic orthopyroxene group solid solutions, *Geochem. J.*, **2**, pp. 61—70, 1968.
58. *McQueen R. G., Fritz J. N., Marsn S. P.*, On the equation of state of stishovite, *J. Geophys. Res.*, **68**, pp. 2319—2322, 1963.
59. *Meijering J. L., Rooymans C. J. M.*, On the olivine — spinel transition in the earth's mantle, *Proc. K. Ned. Akad. Wet.*, **B61**, pp. 333—344, 1958.
60. *Minomura S., Ito K., Okai B.*, Pressure and temperature measurements in Drickamer's resistance cell up to 161 kbar and 4,000 °C, *High Pressure Technology Symposium of Am. Soc. Mech. Eng. Am. Soc. Mech. Eng. Publ.*, 64-WA/PT6, pp. 1—4, 1964.
61. *Mizutani H.*, *Elasticity of Mantle Minerals and the Constitution of the Upper Mantle*, Ph. D. thesis, Univ. of Tokyo, Tokyo, 1971.
62. *Mizutani H., Hamano Y., Ida Y., Akimoto S.*, Compressional wave velocities of fayalite,  $Fe_2SiO_4$  spinel and coesite, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 2741—2747, 1970.
63. *Moore P. B., Smith J. V.*, High pressure modification of  $Mg_2SiO_4$ : Crystal structure and crystallochemical and geophysical implications, *Nature*, **221**, pp. 653—655, 1969.
64. *Moore P. B., Smith J. V.*, Crystal structure of  $\beta$   $Mg_2SiO_4$ : Crystal-chemical and geophysical implications, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **3**, pp. 166—177, 1970.
65. *Morimoto N., Akimoto S., Koto K., Tokonami M.*, Modified spinel, beta-manganous orthogermanate: Stability and crystal structure, *Sci.*, **165**, pp. 586—588, 1969.
66. *Morimoto N., Akimoto S., Koto K., Tokonami M.*, Crystal structures of high pressure modifications of  $Mn_2GeO_4$  and  $Co_2SiO_4$ , *Phys. Earth Planet. Inter.*, **3**, pp. 161—165, 1970.
67. *Nishikawa M., Akimoto S.*, Bridgman anvil with an internal heating system for phase transformation studies, *High Temp.-High Pressures*, **3**, pp. 161—176, 1971.

68. *Островский И. А.*, Экспериментальное определение кривой фазового равновесия коэзит — стишовит, Изв. АН СССР, сер. геол., № 10, стр. 132—135, 1965.
69. *Ostrovsky I. A.*, On some sources of error in phase-equilibria investigations at ultra-high pressure, 2, Phase diagram of silica, Geol. J., 5, pp. 321—328, 1967.
70. *Perez-Albuern E. A., Forsgren K. F., Drickamer H. G.*, Apparatus for X-ray measurements at very high pressure, Rev. Sci. Instrum., 35, pp. 29—33, 1964.
71. *Ringwood A. E.*, The constitution of the mantle I, Thermodynamics of the olivine — spinel transition, Geochim. et Cosmochim. Acta, 13, pp. 303—321, 1958a.
72. *Ringwood A. E.*, The constitution of the mantle II, Further data on the olivine — spinel transition, Geochim. et Cosmochim. Acta, 15, pp. 18—29, 1958b.
73. *Ringwood A. E.*, Pyroxene — garnet transformation in the earth's mantle, Earth Planet. Sci. Lett., 2, pp. 255—263, 1967.
74. *Ringwood A. E.*, Phase transformations and constitution of the mantle, Phys. Earth Planet. Inter., 3, pp. 109—155, 1970.
75. *Ringwood A. E., Major A.*, Synthesis of  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$  spinel solid solutions, Earth Planet. Sci. Lett., 1, pp. 241—245, 1966a.
76. *Ringwood A. E., Major A.*, High pressure transformation of  $FeSiO_3$  pyroxene to spinel plus stishovite, Earth Planet. Sci. Lett., 1, pp. 135—136, 1966b.
77. *Ringwood A. E., Major A.*, High-pressure transformations in pyroxenes, Earth Planet. Sci. Lett., 1, pp. 351—357, 1966c.
78. *Ringwood A. E., Major A.*, Apparatus for phase transformation studies at high pressures and temperatures, Phys. Earth Planet. Inter., 1, pp. 164—168, 1968.
79. *Ringwood A. E., Major A.*, The system  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$  at high pressures and temperatures, Phys. Earth Planet. Inter., 3, pp. 89—108, 1970.
80. *Ringwood A. E., Seabrook M.*, Some high pressure transformations in pyroxenes, Nature, 196, pp. 883—884, 1962.
81. *Sclar C. B., Carrison L. C.*, High pressure synthesis of a spinel on the join  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$ , Trans. Am. Geophys. Union, 41, 207, 1966.
82. *Sclar C. B., Young A. P., Carrison L. C., Schwartz C. M.*, Synthesis and optical crystallography of stishovite, a very high pressure polymorph of  $SiO_2$ , J. Geophys. Res., 67, pp. 4049—4054, 1962.
83. *Sclar B. C., Carrison L. C., Schwartz C. M.*, High-pressure reaction of clino-enstatite to forsterite plus stishovite, J. Geophys. Res., 69, pp. 325—330, 1964.
84. *Simmons G.*, Velocity of shear waves in rocks to 10 kbar, 1, J. Geophys. Res., 69, pp. 1123—1130, 1964.
85. *Soga N.*, The temperature and pressure derivatives of isotropic sound velocities of  $\alpha$ -quartz, J. Geophys. Res., 73, pp. 827—829, 1968.
86. *Стишов С. М.*, О линии равновесия между коэзитом и рутилоподобной модификации кремнезема, ДАН СССР, 148, стр. 1186—1188, 1963.
87. *Стишов С. М., Попова С. В.*, Новая плотная модификация кремния, Геохимия, № 10, стр. 837—839, 1961.
88. *Syono Y., Akimoto S., Matsui Y.*, High pressure transformations in zinc silicates, J. Solid State Chem., 3, pp. 369—380, 1971a.
89. *Syono Y., Tokonami M., Matsui Y.*, Crystal field effect on the olivine — spinel transformation, Phys. Earth Planet. Inter., 4, pp. 347—352, 1971b.
90. *Takahashi T.*, Discussion, in: *Giardini A. A., Lloyd E. C.*, eds., High-Pressure Measurement, Butterworths, Washington, D.C., pp. 240—244, 1963.
91. *Takahashi S., Asami N.*, Ultrahigh Pressure Apparatus, U.S.P. 3517413, patented June 1970, 1970.
92. *Wackerle J.*, Shock-wave compression of quartz, J. Appl. Phys., 33, pp. 922—937, 1962.
93. *Wentorf R. H.*, Stishovite synthesis, J. Geophys. Res., 67, p. 3648, 1962.

## СОСТОЯНИЕ МИНЕРАЛОВ МАНТИИ

Т. Арнс

(Сейсмологическая лаборатория, Калифорнийский технологический институт, Пасадена, Калифорния, США)

Данные по статической зависимости объема от давления, по рентгенокопии при высоких давлениях, по ударным воздействиям и ультразвуковым исследованиям уравнения состояния используются для описания сейсмических свойств верхней мантии, шпинелевой зоны и зашпинелевой зоны, или нижней мантии. Для верхней мантии измерялись упругие свойства оливинов, пироксенов и гранатов. Данные о влиянии давления, температуры и отношения Fe/Mg на упругие свойства менее достоверны для пироксена и граната, чем для оливина. В шпинелевой зоне, на глубинах около 400—650 км, главные минералы включают  $\beta$ - и  $\gamma$ - $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$  и сложный гранат, в основном состоящий из алюмосиликатного граната и компонент пироксена. Для этих фаз модуль объемного сжатия при нулевом давлении лежит в диапазоне 1,8—2,1 Мбар. Хотя имеются сообщения о рентгеноскопических измерениях модуля объемного сжатия при высоких давлениях богатой Fe  $\gamma$ -фазы, или шпинелевой фазы (рингвудит), модуль сдвига силикатных шпинелей не измерялся, так же как и все свойства искаженной шпинели,  $\beta$ -фазы. Модуль объемного сжатия фазы сложного граната известен приблизительно по данным ударных волн для пироксена, но, поскольку стандартные удельные объемы неизвестны, редукция этих данных к адиабатам ненадежна. Основными минералами нижней, или зашпинелевой, мантии, по-видимому, являются  $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$  в плотно упакованной  $\text{Sr}_2\text{PbO}_4$ -структуре, а также пироксен и гранат, первоначально в плотно упакованной ильменитовой структуре, а на больших глубинах, возможно, приобретающие структуру перовскита. Для этого режима можно использовать только данные по ударным волнам и результаты, полученные при изучении упругих свойств плотно упакованных окислов. Редукция этих данных затрудняется тем, что в условиях нулевого давления плотности фаз, образующихся при высоких давлениях при ударных воздействиях (за исключением граната), неизвестны и нет ни данных, ни теории о коэффициенте Grüнейзена.

### ВВЕДЕНИЕ

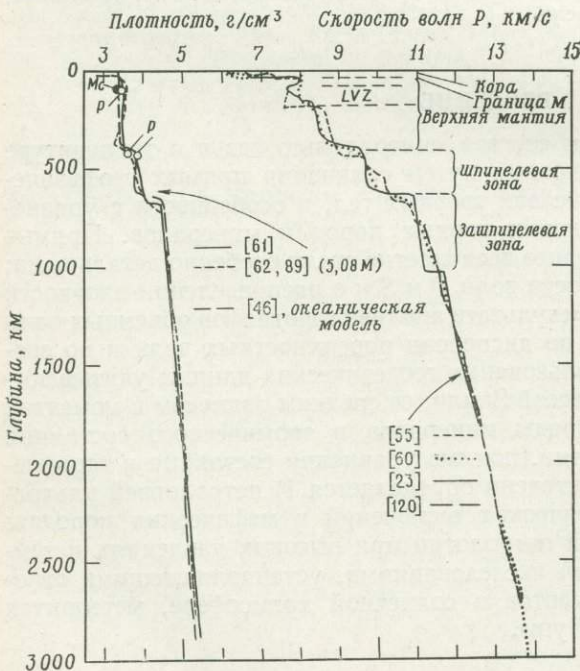
Наши знания о природе и составе минеральных фаз и о температуре мантии Земли получены в основном путем сравнения прямых геофизических данных с данными о свойствах твердых тел, в особенности с уравнениями состояния соответствующих горных пород и минералов. Прямые геофизические данные за последнее десятилетие стали особенно детальными; они включают сведения о скорости волн  $P$  и  $S$  и о распределении плотности с глубиной. Это достигается в результате анализа годографов объемных волн совместно с анализом данных по дисперсии поверхностных волн и по свободным колебаниям. При использовании геодезических данных учитываются ограничения, налагаемые массой Земли, ее средним радиусом и моментом инерции. Интерпретация природы минералов и термического состояния на различных глубинах в мантии, помимо уравнения состояния и термических данных, в значительной степени определяется 1) петрологией ультрамафических тел и ультрамафических включений в мафических породах; 2) данными экспериментальной петрологии при высоких давлениях и температурах и 3) геохимическими исследованиями, устанавливающими относительное распределение элементов в солнечной хромосфере, метеоритах и материалах с поверхности Луны.

## СОСТАВ МАНТИИ

Со времени публикации классической работы Берча [30] и появления детальных сейсмических разрезов мантии (фиг. 1) интерпретация этих данных на основании результатов изучения фазовых превращений и специфических минеральных ассоциаций вызывала оживленную дискуссию [15, 16, 97, 22]. Данные о распределении плотности, полученные при изучении свободных колебаний и поверхностных волн, несмотря на невысокую разрешающую способность, чрезвычайно важны, поскольку они не основаны на предположении об однородности и адиабатичности, как это имеет место при подходе Адамса и Вильямсона [30, 33, 123].

Исторически минералогия верхней мантии обсуждалась применительно к породам двух основных типов — эклогиту и перидотиту (впоследствии вместо последнего рассматривалась гипотетическая порода — пиролит, содержащий 4 части перидотита и от 1 до 4 частей базальта). Таким образом, пиролит определяется как порода с оливином, орто- и клинопироксеном и плагиоклазом, который в мантии образует гранат [40, 97]. Теория эклогитового состава верхней мантии подтверждается наличием эклогитов во многих породах несомненно глубинного происхождения. Кроме того, она исходит из предпосылки, что такие породы, как оливиновые толеиты, оливиновые габбро и некоторые вулканические стекла базальтового состава, при температурах ( $\sim 1000^\circ\text{C}$ ) и давлениях ( $\sim 20$  кбар), соответствующих верхней мантии, превращаются в пироксен-гранатовый эклогит [52, 57]. Гипотеза, согласно которой граница *M* представляет собой зону резкого фазового перехода, а не границу изменения химического состава [74, 65], подтверждается рядом теоретических [124, 37] и экспериментальных [98, 57, 58] исследований.

Противники этой теории основывались на том факте, что в коре термодинамически устойчив не базальт, а эклогит (это утверждение оспаривается Ито и Кеннеди [58]) и что базальт-эклогитовый переход происходит в широком диапазоне давлений и температур и, таким образом, не может отмечаться резким изменением свойств. Однако вышеупомянутая теория не только объясняет наличие распространенной по всему земному шару гра-



Фиг. 1. Распределение плотности и скоростные разрезы волн *P* в мантии Земли с разделением ее на верхнюю мантию, шпинелевую зону и нижнюю (зашпинелевую) мантию. Верхняя мантия состоит преимущественно из оливина, пироксена и граната, шпинелевая зона — в основном из  $\beta$ - или  $\gamma$ - $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$  и сложного граната, имеющего состав глиноземистого пироксена, зашпинелевая зона, вероятно, из  $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$  со структурой  $\text{Sr}_2\text{PbO}_4$  (или  $\text{K}_2\text{NiF}_4$ ) и из  $(\text{Mg, Fe})\text{SiO}_3$  со структурой ильменита (или перовскита). *MC* — плотность кимберлита Мозес-Рок; *P* — плотность пиролита на глубине 100 км; *LVZ* — зона пониженных скоростей. Стрелки указывают рассчитанные плотности пиролита выше и ниже фазовых переходов оливина в шпинель и пироксена в гранат.

ницы  $M$ , но, видимо, дает возможный механизм возникновения вертикальных тектонических движений в мантии и коре [86].

В 1962 г. Рингвуд предложил альтернативную пиролитовую модель верхней мантии [92, 93, 94]. Пиролит со своими добавочными пироксеном и плагиоклазом при частичном плавлении в условиях различных температур и давлений будет давать ряд жидкостей базальтового состава, недосыщенных  $\text{SiO}_2$  [53]. Пиролитовая модель не только объясняет природу исходного материала для чрезвычайно разнообразных изверженных пород земной коры, но и определяет, как показано ниже, круг возможных фазовых изменений подстилающей мантии.

Против эклогитовой модели верхней мантии может быть выдвинут ряд возражений, но, как указывал Пресс [89], более высокая плотность последней ( $\sim 3,5 \text{ г/см}^3$ ) по сравнению с пиролитом ( $\sim 3,35 \text{ г/см}^3$ ) допустима с точки зрения сейсмических данных и вызывает гравитационную неустойчивость. Пресс предположил, что эта неустойчивость может быть источником энергии, обуславливающей скольжение океанической плиты по мантии и поддвижение (субдукцию) этой плиты в мантию под островными дугами вдоль зон Бениоффа. В эклогитовой модели превращение базальта в эклогит происходит в районе океанических хребтов, где наблюдается поднятие щелочных базальтов; вновь образованные океанические базальты перемещаются в стороны от хребтов. В противоположность этому, согласно Рингвуду [96], превращение базальта в эклогит осуществляется в процессе погружения океанической базальтовой коры. Эта последняя гипотеза объясняет возможный тектонический механизм раздвигания океанического дна (спрединг), так же как механизм (через частичное плавление эклогита) возникновения андезитовых магм, которые встречаются повсеместно вдоль вулканических островных дуг.

Если не принимать во внимание существующей до сих пор неопределенности в отношении состава верхних  $\sim 50$  км мантии, то широкое распространение зоны пониженных скоростей и пониженного  $Q$  на глубинах между 50 и 150 км можно рассматривать как свидетельство наличия слоя толщиной около 100 км с относительно высокими температурами или, что более вероятно, частично расплавленного [20]. Широкое разнообразие жидких магм, образовавшихся из этого слоя, может быть объяснено, как показали Грин и Рингвуд [53], на основании пиролитовой модели (табл. 1). Альтернативная модель, основанная на более богатых оливином соединениях, найденных Мак-Гетченом (см. [77]) в кимберлитовых трубках, может с равным успехом удовлетворять ограничениям, накладываемым на состав мантии геофизическими данными.

Таблица 1  
Содержание минералов в верхней мантии

Пиролит [97]		Вес, %
Оливин ( $\text{Fo}_{89}$ )	$(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$	57
Ортопироксен	$(\text{Mg}, \text{Fe})\text{SiO}_3$	17
Омфацитовый клинопироксен	$(\text{Ca}, \text{Mg}, \text{Fe})_2\text{Si}_2\text{O}_6 - \text{NaAlSi}_2\text{O}_6$	12
Богатый пиропом гранат	$(\text{Mg}, \text{Fe}, \text{Ca})_3(\text{Al}, \text{Cr})_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$	14
Гранат — лерцолит		Объем, %
Оливин ( $\text{Fo}_{90-92}$ )		70
Ортопироксен ( $\text{En}_{88-91}$ )		20
Глиноземистый диопсидовый клинопироксен		5
Гранат ( $\text{Py}_{65}\text{Alm}_{23}$ Gross <sub>12</sub> )		5

## Параметры уравнения состояния для минералов верхней мантии

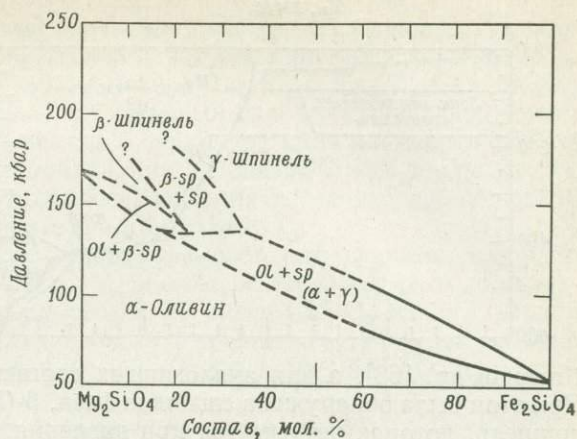
## А. Свойства при обычных условиях

	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Модуль объемного сжатия K <sub>S</sub> , Мбар	Модуль сдвига μ, Мбар
Оливин			
(Mg <sub>0,917</sub> Fe <sub>0,083</sub> ) <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *1	3,324	1,289	0,824
Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *2	3,217	1,281	0,797
(Mg <sub>0,9</sub> Fe <sub>0,1</sub> ) <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *2	3,330	1,274	0,772
(Mg <sub>0,8</sub> Fe <sub>0,2</sub> ) <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *2	3,440	1,269	0,748
(Mg <sub>0,5</sub> Fe <sub>0,5</sub> ) <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *2	3,780	1,251	0,671
Fe <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	4,393	1,220	0,536
Ортопироксены			
(Mg <sub>0,8412</sub> Fe <sub>0,1508</sub> Ni <sub>0,0018</sub> Mn <sub>0,0027</sub> Ca <sub>0,0019</sub> Al <sub>0,0008</sub> )Si <sub>3</sub> Al <sub>0,0008</sub> O <sub>3</sub> *3	3,335	1,050	0,755
Бронзит *4	3,38	1,022	0,607
Клинопироксены			
Эгирин *5	3,50	1,095	0,581
Эгирин *6	3,50	1,095	0,575
Эгирин-авгит *6	3,42	0,992	0,459
Диаллаг *6	3,30	0,831	0,599
Авгит *6	3,32	0,957	0,580
Диопсид *6	3,31	1,114	0,637
Гранат			
(Mn <sub>0,55</sub> Fe <sub>0,435</sub> Mg <sub>0,002</sub> Ca <sub>0,012</sub> ) <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> Si <sub>3</sub> O <sub>12</sub> *1	4,247	1,757	0,966
(Fe <sub>0,81</sub> Mg <sub>0,14</sub> Mn <sub>0,01</sub> Ca <sub>0,04</sub> ) <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> Si <sub>3</sub> O <sub>12</sub> *1	4,183	1,767	0,952
Mg <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> Si <sub>3</sub> O <sub>12</sub> *7	3,564	1,910	—
(Mg <sub>0,600</sub> Fe <sub>0,306</sub> Ca <sub>0,094</sub> ) <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> Si <sub>3</sub> O <sub>12</sub> *7	3,81	1,780	—
Fe <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> Si <sub>3</sub> O <sub>12</sub> *7	4,312	1,690	—

## Б. Свойства и их зависимость от давления и температуры

	ρ, г/см <sup>3</sup>	K <sub>S</sub> , Мбар	(∂K <sub>S</sub> /∂P) <sub>T</sub>	(∂K <sub>S</sub> /∂T) <sub>P</sub> , 10 <sup>-3</sup> Мбар/°С	μ, Мбар	(∂μ/∂P) <sub>T</sub>	(∂μ/∂T) <sub>P</sub> , 10 <sup>-3</sup> Мбар/°С
Оливин							
Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *8	3,221	1,291	4,97	-0,176	0,816	1,82	-0,136
Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *9	3,224	1,286	5,37	-0,150	0,811	1,80	-0,130
(Mg <sub>0,927</sub> Fe <sub>0,0724</sub> Mn <sub>0,004</sub> ) <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *9	3,311	1,283	5,13	-0,156	0,7908	1,79	-0,130
Гранат							
(Fe <sub>0,723</sub> Mg <sub>0,216</sub> Ca <sub>0,03</sub> Mn <sub>0,03</sub> ) <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> Si <sub>3</sub> O <sub>12</sub> *10	4,1602	1,7704	5,43	-0,201	0,9432	1,40	-0,106

\*1 По [119], V-R-H (среднее Войта — Реусса — Хилла по измерениям ультразвуком на монокристалле); \*2 по [39], вычислено по ультразвуку на слегка пористых поликристаллических образцах; \*3 по [69], V-R-H; \*4 по [104], V-R-H; \*5 по [12], V-R-H; \*6 по [13], V-R-H; \*7 по [115], рентгеноскопическое изучение при высоком давлении; \*8 по [51], V-R-H; \*9 по [70], V-R-H; \*10 по [113], V-R-H.

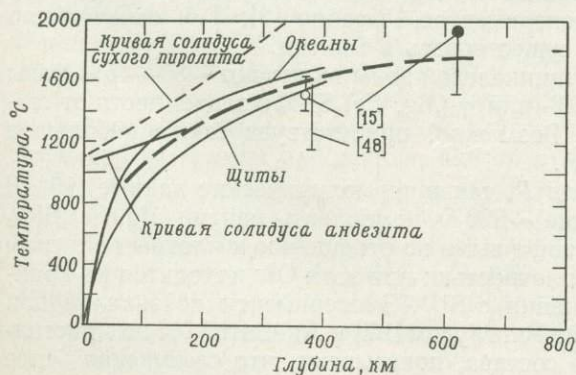


Фиг. 2. Фазовая диаграмма для оливин-шпинелевой системы при  $\sim 1000^\circ\text{C}$  [16].

Сходные диаграммы даны в [100, 63]. Ol — оливин; sp — шпинель.

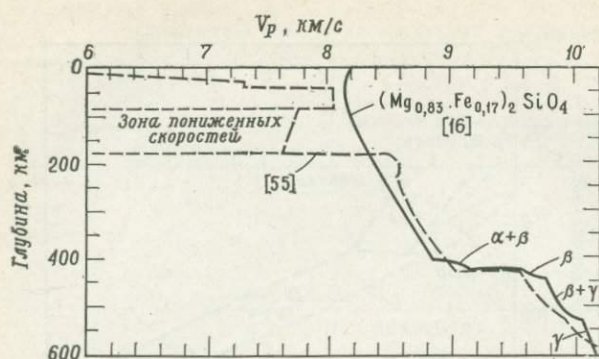
Модель, согласно которой частичное плавление дает базальтовые магмы и которая соответствует геохимическим и экспериментальным петрологическим данным, полезно подтвердить геофизическими данными, основанными на чисто оливиновой модели мантии. Важные шаги в этом направлении сделали Андерсон [15], Фудзисава [48] и Грехэм [50] для верхних 900, 650 и 400 км соответственно. Используя данные по уравниванию состояния для оливинов (табл. 2) и данные исследования оливин-шпинелевой фазовой диаграммы для различных давлений и температур (фиг. 2), эти авторы показали, что оливиновая мантия с составом в диапазоне  $\text{Fo}_{80} - \text{Fo}_{90}$  удовлетворяет скоростным разрезам волн  $P$  и  $S$  и распределению плотности. Заметное увеличение скорости волн  $P$  на глубине 365 и 620 км обусловлено, по мнению Андерсона [15], главным образом переходом  $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$  из оливиновой структуры в структуру шпинели и последующим переходом шпинелевой фазы в некоторую «зашпинелевую» фазу. В соответствии с идеями Берча [30] сделан вывод, что эта зашпинелевая фаза нижней мантии должна быть близка по свойствам к смеси окислов  $\text{MgO}$ ,  $\text{FeO}$  и  $\text{SiO}_2$  (в фазе стишовита с  $\text{Si}^{4+}$ , находящимся в октаэдрической координации с  $\text{O}^{2-}$ ). Установив, что для удовлетворения наблюдаемой скорости волн  $P$  в верхней мантии отношение  $\text{Mg}/(\text{Fe} + \text{Mg})$  должно быть равно около 0,8, Андерсон [15] и Фудзисава [48] определили затем давление перехода для  $\text{Fo}_{80}\text{Fa}_{20}$  при разных температурах. Зная глубину и, следовательно, давление предполагаемого перехода оливина в шпинель, они получили температуру мантии, указанную на фиг. 3. Точка на глубине 620 км была получена на основании предположения о существовании более гипотетического перехода от шпинели к смеси окислов, который Андерсон связывает с нижней ступенькой в скоростном разрезе волн  $P$  модели Джонсона [59].

Впоследствии фазовые диаграммы при различных давлениях и температурах были исследованы для  $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$  Рингвудом и Мейджором [100],



Фиг. [3]. Кривые зависимости температуры от глубины для океанов и докембрийских щитов, рассчитанные Кларком и Рингвудом [40] по моделям теплового потока.

Сравниваются с температурой мантии, рассчитанной по глубине сейсмических границ. Пунктирная линия показывает зависимость, принятую при расчете констант равновесия.



Фиг. 4. Сопоставление скоростей волн  $P$ .

Сплошная линия — разрез, полученный Андерсоном [16] по данным фиг. 2 и лабораторным данным о скорости волн  $P$ ; пунктирная линия — разрез Хельмбергера и Унгиса [55].

Кавани и др. [63], а для аналогичных составов  $Mn_2GeO_4$  — Акимото [10]. При этом была обнаружена еще одна фаза,  $\beta$ - $(Mg, Fe)_2SiO_4$ , или искаженная шпинель, которая встречается при давлениях, промежуточных между давлениями, характерными для оливина ( $\alpha$ ) и  $\gamma$ -фазы, или настоящей шпинелевой фазы, для составов с большим, чем 70%, содержанием  $Fe$  (фиг. 2). Эта фазовая диаграмма наводит на мысль, что по мере увеличения глубины  $(Mg, Fe)$ -оливин вначале трансформируется в  $(\alpha + \gamma)$ - или в  $(\beta + \gamma)$ -фазу в зависимости от содержания  $Fe$ , а на больших глубинах переходит полностью в  $\gamma$ -фазу. Хотя данные по уравнению состояния для  $\beta$ -фазы отсутствуют, Андерсон [16] построил гипотетическую модель скоростного разреза волн  $P$ , основанную на этой фазовой диаграмме (фиг. 4).

Позднее Рингвуд [97] и Андерсон [16] рассчитали модели распределения скорости и плотности для верхней мантии пиролитового типа, содержащей оливин, пироксен и гранат. В принципе, задавая общее отношение  $Fe/Mg$ , распределение минералов, термодинамические данные для конечных членов и данные по уравнению состояния, можно вычислить индивидуальные отношения  $Fe/Mg$  для сосуществующих минералов, т. е. константы равновесия, а также результирующую плотность и упругие свойства. Некоторые характерные константы равновесия и плотности пород, образовавшихся из оливина, который находился в равновесии с силикатным гранатом, приведены ниже.

При давлении  $\sim 110$  кбар (глубина 320 км), несколько меньшем, чем давление перехода оливин — шпинель ( $\sim 130$  кбар), орто- и клинопироксены мантии, видимо, могут образоваться в твердом растворе сложного граната. Эта сложная фаза, возможно, также включает пироп, который присутствовал в верхней мантии. В этом гранате, который на  $\sim 11\%$  плотнее пироксена, некоторое количество  $Si^{4+}$  находится в шестерной координации, что обычно характерно для  $Al^{3+}$ . Статические эксперименты по закалке [95] показали, что такие гранаты легко образуются при давлениях более  $\sim 110$  кбар из пироксенов, богатых алюминием и кальцием. Смит и Мейсон [111] наблюдали подобную фазу (названную мейджоритом), которая возникла под действием большого ударного давления в пироксене из метеорита. Этот пироксен не содержал  $Ca$  и почти не содержал  $Al$ . Такая фаза получена из пироксена подобного состава в серии экспериментов Гюгионо [3]. Тем самым было показано, что эта фаза может существовать в мантии.

Таким образом, минералы шпинелевой зоны включают  $\sim 30$ — $45\%$  фазы сложного граната и  $\sim 55$ — $70\%$   $\beta$ - или  $\gamma$ - $(Mg, Fe)_2SiO_4$  в зависимости от стехиометрических соотношений. Возможно, присутствует также небольшое количество  $NaAlSi_2O_6$  (жадеит).

Как скоростной разрез волн  $P$ , так и термохимические данные [15, 5] наводят на мысль, что на глубине  $\sim 620$  км компоненты мантии  $(Mg, Fe)_2SiO_4$  и  $(Mg, Fe)SiO_3$  становятся неустойчивыми по отношению к плотным окислам и переходят в фазу с подобной плотностью; при этом  $O^{2-}$  находится по крайней мере в шестерной координации с  $Si^{4+}$ . Эксперименты по закалке при высоком давлении, выполненные Рингвудом [97] и Акимото [10] на кристаллах аналогичного химического состава, показывают, что следующая более

плотная полиморфная модификация  $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$  будет иметь структуру  $\text{Sr}_2\text{PbO}_4$ . В этой кристаллической структуре нижней мантии ионы  $\text{Si}^{4+}$  координированы с 6 ионами  $\text{O}^{2-}$  и фаза плотнее оливина примерно на 20%. На основании аналогичного исследования системы  $\text{Mg}_3\text{Al}_2(\text{Ge}, \text{Si})_3\text{O}_{12}$  Рингвуд и Мейджер предсказали, что сложный гранат (шпинелевой зоны), вероятно, переходит в нижней мантии в структуру типа ильменита (все катионы находятся в шестерной координации). Недавно Аренс и Грехэм [4], используя метод Гюгонно и метод восстановления после удара, наблюдали этот переход в силикатном гранате  $(\text{Fe}, \text{Mg})_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$ .

Кристаллохимическая систематика указывает, что гранаты, содержащие большие катионы, такие, как  $\text{Ca}^{2+}$ , обычно не образуют фазы со структурой ильменита, а скорее разрушаются до смеси  $\text{CaSiO}_3$  (со структурой перовскита) +  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (корунд). Рингвуд [97] предполагает, что эта реакция происходит в нижней мантии, так же как образование  $\text{NaAlSiO}_4$  (со структурой кальциевого феррита).

На глубине более 650 км весьма вероятен и переход  $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$  в структуру  $\text{K}_2\text{NiF}_4$  и  $(\text{Mg}, \text{Fe})\text{SiO}_3$  в структуру перовскита. Границу, полученную Аршамбо и др. [23] на глубине  $\sim 1070$  км, нельзя считать точно установленной, и поэтому нельзя с определенностью говорить о том, что на этой глубине происходит один из вышеописанных фазовых переходов. Многочисленные изгибы на скоростных разрезах для волн  $P$ , полученных Джонсоном [60], Винником и Николаевым [120], также наводят на мысль, что на глубине от 700 до 2900 км происходит ряд небольших фазовых изменений, возможно, обуславливающих скачки плотности в сумме до 5%.

#### ДАННЫЕ ПО УРАВНЕНИЮ СОСТОЯНИЯ

Прошло около 40 лет с тех пор, как Борн и Мейер предложили теорию ионных кристаллов, но, несмотря на некоторые значительные достижения (применение квантовой механики к уравнению состояния, развитие теории Томаса — Ферми для очень высоких давлений), все знания о уравнении состояния мы получаем из экспериментов с геофизически важными материалами. Развитие как атомистических теорий, например, теории многопараметрических моделей оболочек [42], так и математических теорий конечных напряжений [116, 108] во многом зависит от экспериментальных данных; эти данные необходимы, чтобы адекватно описать плотность и энергию кристаллической решетки в состоянии покоя (при 0 К), а также тепловую энергию и давление при вибрации решетки. Обзоры теоретических уравнений состояния см. в работах Семмиса [106] и Кнопова [67].

Данные по уравнению состояния для вещества Земли получены в результате изотермических и ультразвуковых экспериментов и экспериментов с ударными волнами. Кроме того, сюда входят данные о измерении плотности  $\rho$  и теплоемкости, обычно при постоянном (атмосферном) давлении,  $C_P = (\delta E / \delta T)_P$ , и коэффициента объемного расширения  $\alpha = \frac{1}{V} \left( \frac{\delta V}{\delta T} \right)_P$ . Изотермические данные о зависимости плотности от давления получают либо с помощью аппарата цилиндр — поршень, либо по дифракции рентгеновских лучей при давлениях до  $\sim 100$  и  $\sim 300$  кбар соответственно. Измерения с помощью ударных волн дают аналогичные данные для давлений до нескольких тысяч килобар, но всегда вдоль кривой Гюгонно. Данные по ударным волнам нуждаются, как правило, в редукции к изотропическим и изотермическим условиям, чтобы их можно было сравнивать с моделями распределения сейсмических скоростей и плотности в Земле или с уравнениями состояния, полученными другими методами. Все три метода изучения связи плотности с давлением (аппарат типа поршень — цилиндр, рентгеновские лучи и ударные волны) позволяют получать данные по уравнению состояния полиморфных модификаций минералов, образующихся при высоких давлениях.

Ультразвуковые методы используются для измерения модуля упругости монокристаллов и высококачественных поликристаллических образцов при давлениях до 20 кбар [28] и нормальных температурах. Одновременные измерения при давлении до 10 кбар и высокой температуре описал Спецлер [114]. Полученные данные характеризуют изоэнтропическое уравнение состояния и особенно важны, поскольку свойства сдвига и сжатия измеряются отдельно. Точность измерения скорости при использовании современных интерферометров весьма высока (относительная погрешность  $10^{-5}$ ), так что эти методы могут быть полезны при измерении первых производных упругих коэффициентов по давлению и температуре. Для более сжимаемых кристаллов, таких, как хлористый цезий, имеются измерения второй производной модуля упругости по давлению [25], что важно для предсказания давления и температуры при больших сжатиях [7].

Вместо того чтобы обсуждать данные, полученные с помощью каждого из этих методов в отдельности, в настоящей статье полезнее описать измерения, которые были сделаны на подходящих минералах для каждого из состояний мантии, указанных на фиг. 1. Общий обзор статических и динамических данных по зависимости объема от давления дали Аренс и Такахаши [6] и Берч [34]. Обзор данных по ультразвуку сделали Либерман и Шрейбер [72]. Полную сводку данных для твердых тел можно найти в работе Симмонса и Ванга [110]. Данные по ударным волнам для широкого набора твердых тел приводят Килер [64], Ван-Тиль [118] и Мак-Квин и др. [82]. Аренс [2] специально использовал данные по ударным волнам для определения уравнения состояния Земли.

**Верхняя мантия.** Ультразвуковые данные имеются для трех основных минералов мантии — оливина, пироксена и граната (табл. 2). Данные по оливину, полученные Бриджменом в 1948 г. с помощью аппарата цилиндр — поршень, в котором создавалось давление 40 кбар, были дополнены ультразвуковыми данными для широкого диапазона поликристаллических образцов форстерит-фаялитовой серии [39]. Измерения на монокристаллах проводились тремя авторами, и их результаты в основном хорошо согласуются, особенно для средних значений модулей сдвига и объемной деформации и для их производных по температуре и давлению, полученных по методу Войта — Реусса — Хилла. Недавно при рентгеноскопическом изучении в условиях высокого давления перидотита Олингер и Дьюба [87] выявили значительно большие сжатия, чем было предсказано по ультразвуковым данным или по данным, полученным с помощью ударных волн при небольших давлениях. Это расхождение требует дальнейшего исследования.

В случае граната два исследования ультразвуком и рентгеновскими лучами при высоком давлении привели к определению модуля объемной деформации для ряда пиральспитов (пироп—альмандин—спессартин). Сдвиговые свойства известны только для богатых альмандином и спессартином гранатов [113, 119]. Производные модулей упругости по давлению и температуре были определены Сога [113] в сравнительно узком диапазоне (3 кбар и 25 °C) и, возможно, должны быть переопределены в более широком диапазоне температур и давлений и с дополнительными разновидностями материалов. Ряд измерений для орто- и клинопироксенов был проведен при стандартных условиях. Данные по зависимости модулей упругости от давления и температуры для этого класса минералов отсутствуют (за исключением одного исследования о пироксене, аналогичного измерениям Кумадзавы [69], которое сейчас осуществляется Фрисильо (личное сообщение 1971)).

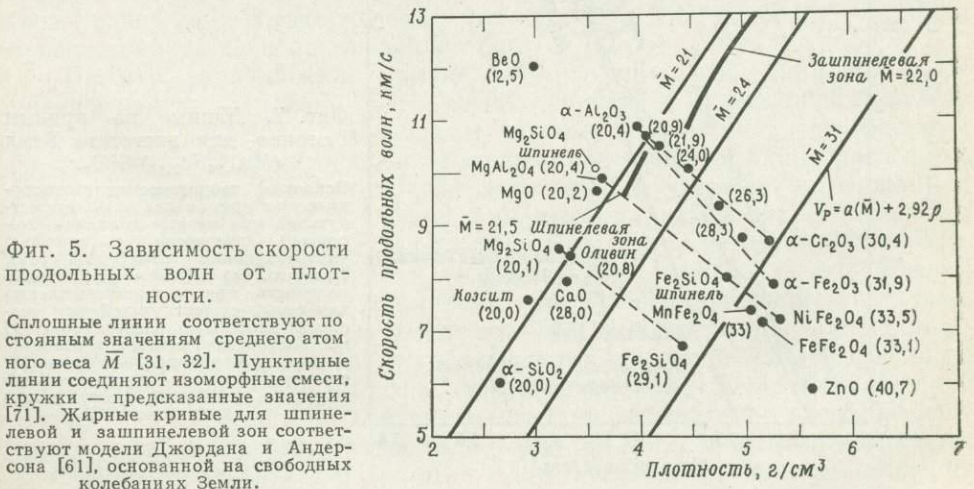
**Шпинелевая зона.** Для богатых железом конечных членов ряда твердых растворов  $\gamma$ -(Mg, Fe) $_2$ SiO $_4$  (шпинель) данные о сжатии при высоких давлениях (табл. 3) были получены при рентгеноскопическом изучении [76]. Для  $\beta$ -фазы, или искаженной шпинелевой фазы, имеются лишь значения плотности. Либерман [71] исследовал упругие свойства различных шпинелей и продемонстрировал, что  $V_p$  связана с плотностью таким образом, как

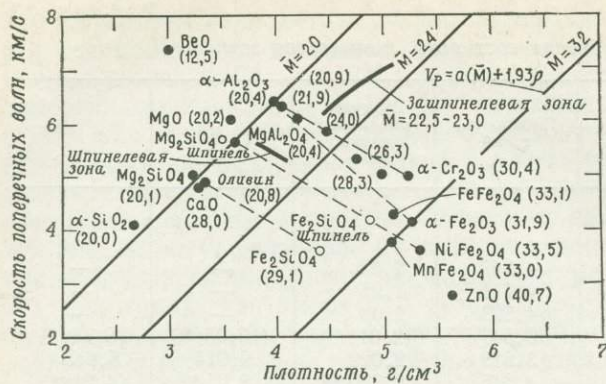
Параметры уравнения состояния, шпинелевая зона

	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Модуль объемного сжатия, Мбар	$V_P$ , км/с	$V_S$ , км/с
Шпинели				
Fe <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *1	4,849	2,12	—	—
(Fe <sub>1,8</sub> Mg <sub>0,2</sub> )SiO <sub>4</sub> *1	4,718	1,96	—	—
(Fe <sub>1,6</sub> Mg <sub>0,4</sub> )SiO <sub>4</sub> *1	4,599	2,08	—	—
Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	3,547	(2,01) *2	(10,03) *2	(5,74) *2
MgO(2,6Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ) *3	3,619	2,020	9,914	5,645
Fe <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> *4	4,845	1,990 *2	8,05 *4	(4,21) *2
Гранат				
4(Mg <sub>0,86</sub> Fe <sub>0,14</sub> SiO <sub>3</sub> ) *5	3,67	1,84	—	—

\*1 Рентгеноскопическое изучение при высоком давлении [76]; \*2 предсказано Либерманом [71]  
\*3 по [109],  $(\delta V_P/\delta P)_T = 4,9$  км/с/кбар·10<sup>3</sup>,  $(\delta V_S/\delta P)_T = 0,43$  км/с/кбар·10<sup>3</sup>; см также [19]; \*4 по [84],  $V_P$  измерено при 4 кбар; \*5 данные по ударным волнам для фазы бронзита, образующейся при высоком давлении [3].

это предположил Берч [31]. Особенно важным было получение значения скорости продольных волн, равного 8,05 км/с (при 4 кбар) [84], для слегка пористого образца  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>. Упругие свойства  $\beta$ -фазы еще не измерялись. Однако Андерсон [16] построил предварительный график зависимости  $V_P$  от глубины для мантии, целиком состоящий из (Mg<sub>0,83</sub>Fe<sub>0,17</sub>)<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>. Он использовал корреляцию такого же типа, как представленная на фиг. 5, фазовые диаграммы (фиг. 2) из работ Рингвуда и Мейджора [100] и Каваи и др. [63]. Скорости волн  $P$  в этой модели и модели Хелмбергера — Уиггинса [55] поразительно хорошо согласуются в шпинелевой зоне. Скоростной разрез волн  $P$  по Хелмбергеру и Уиггинсу [55] и распределение плотности по Джордану и Андерсону [61] на диаграмме Либермана соответствуют верхней мантии с отношением Mg/(Fe + Mg), равным 0,85. Либерман отмечает, что значения  $V_S$  и плотности также скоррелированы на диаграмме Берча (фиг. 6). Он сообщает значения  $V_S$  для шпинели (Mg, Fe)<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>; однако разброс этих значений намного больше. Из аналогичного графика, построенного в координатах  $V_S$  и  $\rho$  для разреза  $V_S$  Джордана и Андерсона [61], ясно, что небольшой и, возможно, отрицательный, градиент скорости поперечных волн отражает низкое значение параметра  $(\delta\mu/\delta P)_T$ , характерное для шпинели.

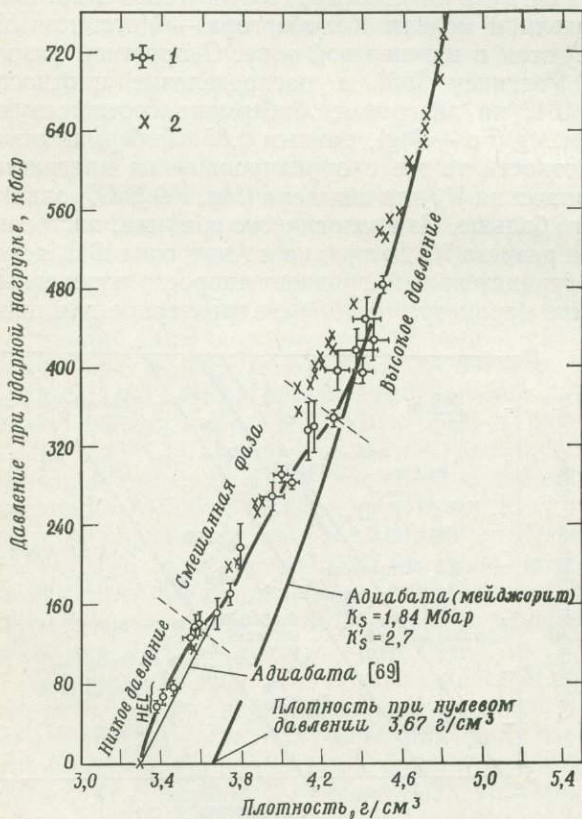




Фиг. 6. Зависимость скорости поперечных волн от плотности [71].

Аномальное поведение шпинелевой зоны, возможно, связано с низким значением  $\delta\mu/\delta P$  для шпинели. Жирные кривые для шпинелевой и зашпинелевой зон соответствуют модели Джордана и Андерсона [61], основанной на свободных колебаниях Земли.

нелей. Это явление рассмотрел теоретически Семмис [105];  $(\delta\mu/\delta P)_T$  для шпинели  $MgO(2,6Al_2O_3)$  при измерении оказалось равным лишь 0,75 [109]. Не исключено, что в этой части Земли уменьшение модуля сдвига с увеличением температуры и его спад перед фазовым переходом перекрывают обычную тенденцию модулей упругости увеличиваться с увеличением давления. К тому же Ибрагим и Наттли [56] и Андерсон и Джулиан [18] пришли к заключению, что непосредственно над зонами перехода, соответствующими фазовому превращению оливина в шпинель (глубина 365 км) и шпинели в зашпинелевую фазу (620 км), происходит небольшое уменьшение скорости  $V_S$ . Эти явления, если они реально существуют, могут быть вызваны неустойчивостью кристаллической решетки в структурах оливина и шпинели как раз перед началом фазового перехода. Однако сейсмологи не единодушны в признании этого вывода, так как Робинсон и Ковач [103] получили ско-



Фиг. 7. Данные по кривым Гюгонно для энстатита Бемл ( $Mg_{0,86}Fe_{0,14}SiO_3$ ).

Основная теоретическая изоэнтропическая кривая для фазы, существующей при низком давлении (пироксен), построена с помощью ультразвуковых измерений [69]. Принято, что  $dK/dP = 5$ . Значение плотности при нулевом давлении при высоком давлении, рассчитано [111] по плотности граната, образовавшегося при ударной нагрузке [3, с изменениями]. 1 — энстатит Бемл ( $Mg_{0,86}Fe_{0,14}SiO_3$ ); 2 — стиллуотерский бронзит [81].

Данные для фаз, существующих при высоких давлениях, нижняя мантия

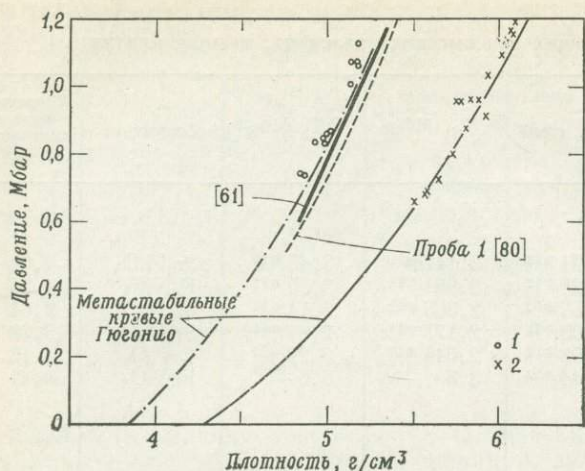
	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$K_S$ , Мбар	$(\delta K_S/\delta P)_S$	Структура	Теоретическая плотность, г/см <sup>3</sup>
Фазы мантии					
Дунит Твин-Сестерс *1	3,94 *12	3,147 *11	3,45 *11	Sr <sub>2</sub> PbO <sub>4</sub>	4,04
Оливинит I *2	4,28 *12	2,961 *11	3,35 *11	K <sub>2</sub> NiF <sub>4</sub>	4,25
Гортонолитовый дунит *1	4,59 *12	2,366 *11	3,14 *11	Sr <sub>2</sub> PbO <sub>4</sub>	4,64
Fe <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> (фаялит) *1	5,03 *12	2,173 *11	2,81 *11	Sr <sub>2</sub> PbO <sub>4</sub>	5,29
Mg <sub>2</sub> Al <sub>2</sub> O <sub>4</sub> *1	4,03 *12	2,646 *11	3,29 *11	CaF <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	4,13
(Fe <sub>0,79</sub> Mg <sub>0,14</sub> Ca <sub>0,04</sub> Mn <sub>0,03</sub> ) <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> Si <sub>3</sub> O <sub>12</sub> (альмандин) *3	4,44 *12	3,3	3,0	FeTiO <sub>3</sub>	4,41
Аналоговые составы					
SiO <sub>2</sub> (стишовит) *4, 5, 6, 7	4,287 *12	3,0—3,6	3—7		4,287
SiO <sub>2</sub> (стишовит) *8	4,287	3,46±0,24			
Al <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> (силлиманит) *1	3,94 *12	2,435	2,91	Оксислы?	4,09
Al <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> (андалузит) *1	3,84 *12	2,185	3,19	Псевдодобрукит	3,81
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (корунд) *8	3,988	2,551	4,16	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3,988
MgO (периклаз) *9, 10	3,584	1,628	3,85	NaCl	3,584

\*1 Данные по ударным волнам [81, 79]; \*2 данные по ударным волнам [117]; \*3 данные по ударным волнам [4]; \*4 данные по ударным волнам [121, 14]; \*5 рентгеноскопическое изучение при высоком давлении [27]; \*6 расчеты и данные по ударным волнам [9]; \*7 рентгеноскопическое изучение при высоком давлении [73]; \*8 по Мидзутани (личное сообщение, 1971); \*9 ультразвуковые измерения [21]; \*10 ультразвуковые измерения [114]; \*11 расчеты и данные по ударным волнам [44]; \*12 фаза, образовавшаяся при высоком давлении в результате удара.

ростные разрезы поперечных волн для тектонических и океанических путей, в которых градиент  $V_S$  в шпинелевой зоне положителен.

Параметры уравнения состояния, полученные по данным изучения ударных волн Аренсом и Гаффи [3] и Мак-Квином и др. [81] для фазы мейджорита (возможно, граната), в которую переходит пироксен при высоких давлениях (фиг. 7), близки к плотностям и модулям объемного сжатия (1,8—2,0 Мбар) шпинелей (табл. 3) при нулевом давлении с отношением  $Mg/(Mg + Fe)$ , равным  $\sim 0,8$ . Поскольку фаза сложного граната в мантии содержит также  $Al^{3+}$ , ее свойства лишь приблизительно характеризуются данными по ударным волнам для бронзита ( $Mg_{0,86}Fe_{0,14}$ )SiO<sub>3</sub>, находящегося предположительно в фазе граната. Используя эти данные, следует иметь в виду, что фаза сложного граната, сосуществующая со шпинелью, может быть значительно богаче железом, чем шпинель. Этот вопрос обсуждается в последнем разделе настоящей статьи.

**Нижняя, зашпинелевая мантия.** Об уравнениях состояния минералов нижней мантии мы можем судить только по свойствам фаз, образующихся при высоких давлениях в результате ударных воздействий, и по аналогии со свойствами плотных окислов. Как видно из табл. 4, данные последнего типа получены в результате ультразвуковых и ударных экспериментов и рентгеноскопического изучения при высоких давлениях. Правильная редукция ключевых данных для дунитов горы Твин-Систерс и шахты Муй-хок (гортонолиты) — трудная и увлекательная задача. Для определения по этим данным значения плотности при нулевом давлении могут быть использованы кристаллохимические сводки. Однако этот анализ будет весьма неопределенным, поскольку образующиеся при ударе фазы еще не были извлечены или отдельно синтезированы в лаборатории. Полезность сведений такого типа значительно снижается также тем фактом, что в настоящее время отсутствует адекватная теория, которая могла бы предсказать значение коэффициента Грюнейзена для этих существующих при высоком давлении



Фиг. 8. Данные для двух дунитов, полученные по кривым Гюгонно.

Эти значения берут вилку значения плотности нижней мантии [81]. Модель Джордана и Андерсона [61] основана на собственных колебаниях; она указывает, что нижняя мантия имеет средний атомный вес в интервале 21–22. Средние атомные веса  $\bar{M}$ : 1 — дунит Твин-Систерс 20,9; 2 — рудник Муйхок 25,1.

фаз. Ряд исследователей [18, 122, 19, 8, 44] для получения полных уравнений состояния при обработке данных вводили различные ограничения на связь между модулем объемного сжатия и плотностью при нулевом давлении, а также различные предположения о коэффициенте Грюнейзена. Их результаты для ударных экспериментов сведены в табл. 4. Как отметили Андерсон и Джордан [17], и скорости волн  $P$  для нижней мантии, и данные по ударным волнам о зависимости плотности от давления после внесения поправки на температуру (фиг. 8) указывают на то, что в нижней мантии отношение  $Mg/(Fe + Mg)$  может колебаться от 0,81 до 0,82, т. е. что нижняя мантия может быть богаче железом, чем верхняя. С другой стороны, Рингвуд [97], используя геофизические данные, показал, что однородность мантии по содержанию железа согласуется с данными по ударным волнам. Исследования Рингвуда [97] и кристаллохимические сводки говорят о том, что компонента  $(Mg, Fe)_2SiO_4$  в нижней мантии имеет структуру  $Sr_2PbO_4$ ; однако данные по ударным волнам могут при этом толковаться двояко. Данные по дуниту согласуются с рассчитанной для этой структуры плотностью при нулевом давлении, но немногие данные для чистого  $Mg_2SiO_4$  свидетельствуют в пользу того, что формируется альтернативная, несколько более плотная структура  $K_2NiF_4$ . Очевидно, что для решения проблемы необходима дальнейшая экспериментальная работа.

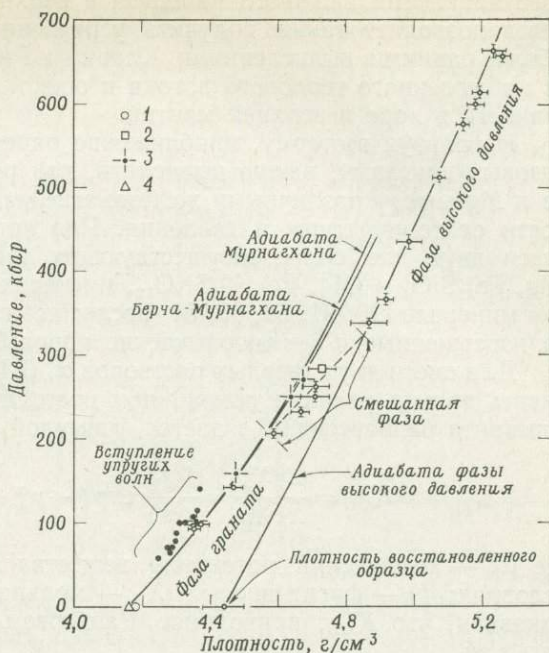
За исключением замечательных данных для стишовита (Мидзутани, личное сообщение, 1971) и других окислов, информация о скорости поперечных волн для фаз, типичных для нижней мантии, отсутствует.

Результаты исследования адиабат Гюгонно для богатого альмандином граната [4] показали, что и этот минерал под ударной нагрузкой переходит в фазу, которая, как мы предполагаем, существует в нижней мантии при давлении  $205 \pm 20$  кбар (фиг. 9). Гранат в мантии, несомненно, богаче пироповой составляющей, чем изученный образец, и ближе по составу к глиноземистому пироксену. Аренс и Грехэм недавно выделили из испытывавшего ударную нагрузку богатого альмандином граната фазу, рентгеноструктурный анализ которой указал на искаженную структуру ильменита (табл. 4). В этой структуре, как и в стишовите,  $Si^{4+}$  находится в октаэдрической координации с  $O^{2-}$ , что, возможно, является причиной высокого значения модуля объемного сжатия, равного 3,3 Мбар; такая величина сравнима со значением для стишовита. Хотя трудно сделать какие-либо обобщения о модуле объемного сжатия минералов нижней мантии, его значения для возможных составных частей и их аналогов, за исключением  $MgO$ , колеблются, по-видимому, от 2,1 до 3,6 Мбар.

В нижних 1000 км мантии, несомненно, могут происходить дальнейшие превращения, такие, как переход ильменитовой фазы (пироксена или гра-

Фиг. 9. Данные для алмадинового граната, полученные по кривым Гюгонио, статическому сжатию [115] и распространению ультразвука [113].

В скобках указана начальная плотность. Данные по статическому сжатию и ультразвуку получены для одних и тех же образцов (средний атомный вес 23,79) [113]. Изозетропические кривые для граната построены по данным Сога [см. 4]. Ударные волны (1—2): 1 — 4,18; 2 — 4,16; 3 — статическое сжатие; 4 — ультразвук 4,16.



ната) в структуру перовскита и переход фазы  $\text{Sr}_2\text{PbO}_4$  (оливина) в структуру  $\text{K}_2\text{NiF}_4$  [97]. Несмотря на это, Андерсон и др. [22] показали, что аппроксимация  $V_P$ - и  $V_S$ -разрезов нижней мантии [60, 47] с помощью теории конечных деформаций [105] дает надежные оценки плотности при нулевом давлении ( $3,92 \text{ г/см}^3$ , температура  $\sim 1600 \text{ }^\circ\text{C}$ ) и модуля объемного сжатия при нулевом давлении и высокой температуре (2,1 Мбар). При оценке этого модуля для материала нижней мантии принята гипотеза Адамса — Вильямсона. Корректировка плотности для комнатной температуры и нормальных условий дает значение  $\sim 4,03 \text{ г/см}^3$ ; оно близко к величине, полученной для испытывавшего ударную нагрузку дунита Твин-Систерс (структура  $\text{Sr}_2\text{PbO}_4$ ). Однако модели, основанные на свободных колебаниях (фиг. 1, 8), предполагают более богатую железом нижнюю мантию. По мнению Семмиса и др. [108], такое расхождение обусловлено неоднородностью нижней мантии. Автор считает, что неопределенность в определении напряжения при применении теории конечных деформаций [43] и проблемы редукации данных, полученных по ударным волнам, в настоящее время не позволяют сделать определенные выводы по этому важному вопросу.

### ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛЕЙ МАНТИИ, СОДЕРЖАЩЕЙ БОЛЕЕ ОДНОГО МИНЕРАЛА

Построение большинства минералогических моделей верхней мантии состоит в том, чтобы принять какое-то распределение температуры по глубине (например, как на фиг. 3) и затем применить соответствующие данные об уравнении состояния для Mg- и Fe-конечных членов системы, такой, как оливин, шпинель или гипотетический зашпинелевый минерал. Конечные члены подбирались таким образом, чтобы их параметры (скорость продольных волн и плотность) соответствовали параметрам, определенным по сейсмическим данным. Так определялся средний атомный вес и, следовательно, отношение  $\text{Fe}/(\text{Mg} + \text{Fe})$  для соответствующей части мантии. В качестве первого шага этот метод весьма хорош, поскольку он позволяет объяснить наличие зон низких значений  $Q$  и зон пониженных скоростей. На основании температур, полученных из фазовых диаграмм  $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$ , и положения границ разрыва в мантии строят геотерму, которая необходима для частич-

ного плавления влажного пиролита в верхней мантии (50—150 км). Этот метод позволяет также получить усредненную геотерму, согласующуюся с более ранними вычислениями Кларка и Рингвуда [40], которые исходили из наблюдаемого теплового потока и оценок теплопроводности и радиоактивности в коре и верхней мантии.

Используя геотерму, приближенно определенную из соответствующих фазовых диаграмм, важно вычислить, как распределены в модели мантии Fe и Mg между различными железомagneзиальными минералами в зависимости от температуры и давления. Ряд авторов описали термодинамику смеси двух или более сосуществующих твердых растворов, таких, как  $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$  и  $(\text{Mg}, \text{Fe})_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$ , имеющих пару обменных ионов в каждом минерале [90, 91, 68, 88, 51 (последняя работа со специальной ссылкой на изверженные и метаморфические породы)].

Для смеси двух твердых растворов  $\alpha$ , (AB)N, и  $\beta$ , (AB)M, если рассматривать только реакции обмена при постоянных давлении и температуре, константа равновесия  $K$  задается формулой

$$K_{\text{OD}} = \frac{X_B^\beta X_A^\alpha}{X_A^\beta X_B^\alpha} = \frac{f_A^\beta f_B^\alpha}{f_B^\beta f_A^\alpha} \exp(-\mu_A^\alpha + \mu_B^\alpha + \mu_A^\beta - \mu_B^\beta), \quad (1)$$

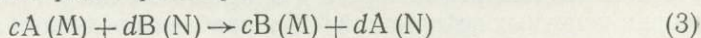
где  $\mu_A^\alpha$  — химический потенциал вещества A в фазе  $\alpha$  при стандартных условиях;  $f_A$  — фугитивность;  $X_A$  — мольная доля. Керн и Вейсброт [66] показали, что  $K_{\text{OD}}$ , приводимое Рамбергом и Де-Вором, следует толковать как

$$K_{\text{OD}} = (X_B^\beta/X_A^\beta)^d (X_A^\alpha/X_B^\alpha)^c.$$

Однако в соответствии с Банно [24] и Бартоломе [26] определение, данное уравнением (1), тем не менее а priori также верно, если, как это, вероятно, и происходит, в реакции обмена участвуют катионы, а не молекулы силикатов. В и  $\beta$  относятся к другим веществу и фазе соответственно. Если предположить, что химические потенциалы растворов M и N не зависят от  $X_A^\alpha$  и  $X_B^\beta$  и что фазы  $\alpha$  и  $\beta$  являются идеальными твердыми растворами, то константу равновесия при стандартных условиях можно будет выразить формулой

$$K_{\text{OD}} = \exp(\Delta G/RT), \quad (2)$$

где  $\Delta G$  — изменение свободной энергии Гиббса для реакции обмена между конечными членами твердого раствора:



для одного моля обменных ионов.

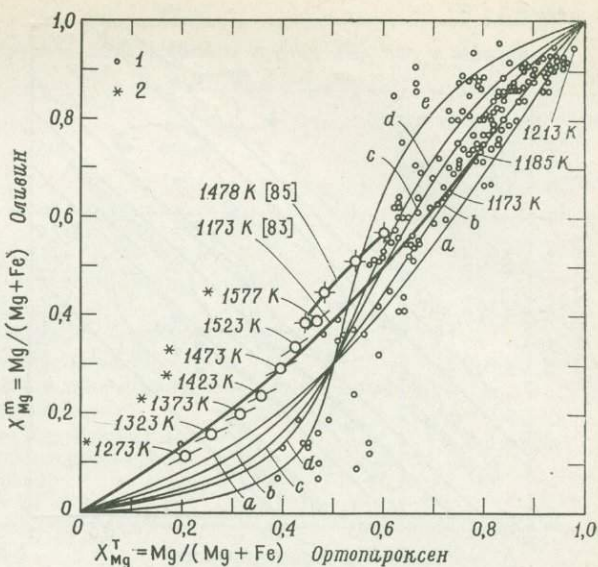
Константа равновесия для любого давления  $P$  и температуры  $T$  дается формулой [66]

$$K_P = \exp \left\{ \frac{\Delta V \cdot P}{RT} - \frac{\Delta S}{R} + \frac{\Delta H}{RT} \right\}, \quad (4)$$

где  $\Delta V$ ,  $\Delta S$ ,  $\Delta H$  — изменения в стандартном молярном объеме, энтропии и энтальпии для реакции (3). Для простоты предполагается, что указанные величины не зависят от давления и температуры. Это эквивалентно предположению, что теплоемкости и объемы всех фаз в уравнении (3) одинаково зависят от температуры и давления; тем самым относительные значения  $\Delta S$ ,  $\Delta V$  и  $\Delta H$  при высоких давлениях и температурах сохраняются постоянными.

В уравнениях (1) и (4) также предполагалось, что все положения, занимаемые ионами A и B в фазах  $\alpha$  и  $\beta$ , энергетически эквивалентны. Это почти верно для таких минералов, как  $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$  со структурой оливина или шпинели [38] и, возможно, также почти верно для клинопироксенов  $(\text{Mg}, \text{Fe})\text{CaSi}_2\text{O}_6$  и пироп-альмандиновой серии гранатов [88]. Недавно Гро-

Фиг. 10. Теоретические, экспериментальные и наблюдаемые различия в отношении Mg/Fe для оливина и ортопироксена. Кривые *a* — *d* рассчитаны Гровером и Орвиллом [54] для  $T = 1373$  К и  $\Delta G_T = -4624$  кал/моль. Значения для  $\Delta G_E$  (кал/моль):  $-5000$  (*a*),  $-7500$  (*b*),  $-10\,000$  (*c*),  $-15\,000$  (*d*) [54]. Согласно Медарису [83],  $\Delta G_T = -1750$  кал/моль и  $\Delta G_E = -2940$  кал/моль. Эти данные и результаты Нафzigerа и Муана [85] позволяют предположить, что при температурах более 1500 К составы сосуществующих оливина и пироксена становятся почти одинаковыми. 1 — природный образец; 2 — по [91] и [35].



вер и Орвилл [54] получили выражение, аналогичное уравнению (1), для случая, когда позиции обменных ионов в одной фазе энергетически эквивалентны, а в другой фазе энергетически неэквивалентны. Известно, что это наблюдается у ортопироксенов, где позиции  $M_2$  в решетке обычно имеют больше  $Fe^{2+}$ , чем позиции  $M_1$  [38]. Полученные из модели Бернса [38] теоретические кривые распределения приведены на фиг. 10, где они сравниваются с кривыми, полученными для естественных пород и в лабораторных условиях. Здесь  $\Delta G_T$ , как и в уравнении (2), обозначает внутрикристаллическое изменение свободной энергии Гиббса при обменной реакции между конечными членами:

$$\Delta G_T = 2(\mu_B^\alpha - \mu_A^\alpha) + \mu_A^{\beta 1} - \mu_B^{\beta 1} + \mu_A^{\beta 2} - \mu_B^{\beta 2}. \quad (5)$$

$\Delta G$  — изменение свободной энергии Гиббса при обмене позициями:

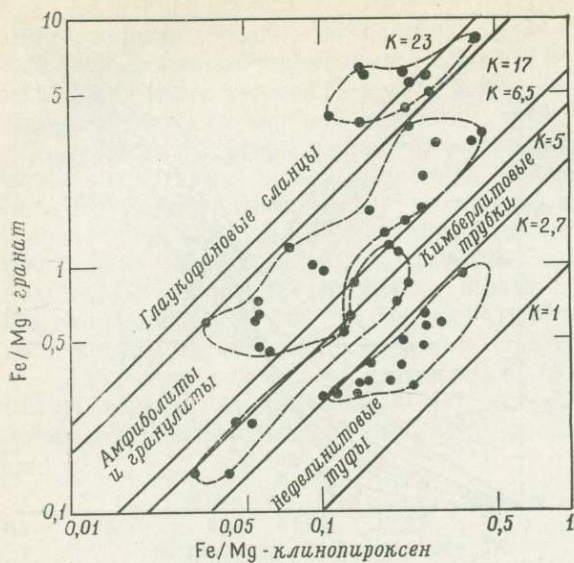
$$\Delta G_E = \mu_B^{\beta 1} - \mu_A^{\beta 1} + \mu_A^{\beta 2} - \mu_B^{\beta 2}. \quad (6)$$

Ряд авторов [91, 83, 54], которые проверяли эти и другие подобные данные, пришли к выводу, что для системы оливин — ортопироксен как нарушение равновесия, так и наличие других ионов, например  $Al^{3+}$  в пироксене, не позволяют ясно установить влияние давления и температуры по данным, полученным на самих породах. Однако как из экспериментов, так и из анализа пород ясно, что вблизи  $Fo_{90}$  оливин и сосуществующий ортопироксен имеют, по существу, одинаковые отношения  $Fe/(Fe + Mg)$  и что в этом случае оливин (более богатый фаялитом, чем  $Fo_{90}$ ) богаче  $Fe^{2+}$ , чем эквивалентный пироксен. Поскольку изменение объема

$$\Delta V = \frac{1}{2} V_{Fa} + V_{En} - \frac{1}{2} V_{Fo} - V_{Fs} \quad (7)$$

близко к нулю и модули объемного сжатия у всех четырех конечных членов сходны, мы можем сделать вывод, что влияние давления на разделение Fe и Mg в этой системе будет незначительным [83]. Рамберг и Де-Вор на основании экспериментальных данных Боуэна и Шерера [35] подсчитали, что для ортопироксена с мольной долей  $Fe^{2+}$ , колеблющейся от 0,17 до 0,46, константа равновесия  $K$  для  $Mg^{2+}$ , равная

$$K = \frac{X_{Mg}^{Opx}}{(1 - X_{Mg}^{Opx})} \frac{(1 - X_{Mg}^{Ol})}{X_{Mg}^{Ol}}, \quad (8)$$



Фиг. 11. Распределение Fe/Mg между сосуществующими гранатом и клинопироксеном из различных пород [29, с изменениями].

Константы равновесия приняты равными 23 для эклогита Хелдсбург и 5 для алмазного кимберлита. Двойной логарифмический масштаб.

обычно уменьшается с увеличением температуры. Их результаты (как эти считают, качественные) можно представить в виде

$$K = 5,2 - 0,003T \text{ (}^\circ\text{C)}. \quad (9)$$

Во время выполнения этой работы не было известно, что различным позициям в ортопироксене соответствуют различные энергетические уровни. Более поздние лабораторные исследования, выполненные при 1173 К [83] и 1473 К [85] (фиг. 10), качественно согласуются с приведенными результатами. Следовательно, с увеличением температуры структуры сосуществующих оливинов и ортопироксенов сближаются более или менее независимо от давления. При  $\sim 1500^\circ\text{C}$  (или глубинах 150 км и более) константа равновесия приближается к 1 и отношения Fe/Mg будут, возможно, отличаться не более чем на несколько процентов.

Петрологам давно известно, что в случае сосуществования оливина или, чаще, клинопироксена с пироп-альмандиновым гранатом фаза граната значительно богаче железом. Наблюдаемые константы равновесия для гранатов и клинопироксенов (диоксида  $\text{MgCaSi}_2\text{O}_6$  — геденбергита  $\text{FeCaSi}_2\text{O}_6$ ; фиг. 11) показывают, что концентрация Fe в гранатах зависит от условий образования породы. Вариации констант равновесия для кимберлитов обсуждал Соболев [112], а для эклогитов — Банно [24].

Задавая геологическое окружение, в котором кристаллизовались различные породы, можно с помощью уравнения (4) обратить данные по константам равновесия в термохимические данные, необходимые для вычисления констант равновесия составов, включающих гранат, при более высоких давлениях и температурах мантии. В частности, в соответствии с идеями Креца [6], который рассматривал константы равновесия сосуществующих орто- и клинопироксенов, по этим данным была оценена ранее не известная энтальпия (по отношению к окислам) геденбергита ( $\sim -30,9 \pm \pm 0,2$  ккал/моль). В уравнении (4) использовались термохимические данные Роби [101] и пересмотренное значение молярного объема  $\text{CaFeSi}_2\text{O}_6$ , равное  $68,10 \text{ см}^3$  [24]. В случаях, когда энтропии (по отношению к окислам) не измерены, их можно оценить, используя энтропии структурно аналогичных составов и сводки Файфа и Ферхугена [49]. Энтропии (по отношению к окислам) для альмандина и геденбергита равны  $-3,0 \pm 2,0$  и  $-3,8 \pm 0,3$  кал/моль К. Относительная энтропия пироба составляет  $-2,4$  кал/моль К; она была получена с помощью фазовой диаграммы пироп — форстерит Мак-Греггором [78] (см. также [75]).

Распределение Fe/Mg в гранате по отношению к  $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$  в мантии

	Давление, кбар	Температура, К	Фазы	Константа равновесия, $K = \frac{X_{\text{Ga}}^{\text{Fe}} X_y^{\text{Mg}}}{X_{\text{Ga}}^{\text{Mg}} X_y^{\text{Fe}}}$
Верхняя мантия	32	1225	Оливин ( $y$ ); альмандин—пироп—гранат	$3,6 \pm 1,2$
То же	150	1900	Оливин ( $y$ ); альмандин—пироп—гранат	$3,7 \pm 1,2$
Шпинелевая зона	150	1900	$\gamma$ -(Mg, Fe) $_2$ SiO $_4$ ( $y$ ); альмандин—пироп—гранат, сложный гранат	$2,0 \pm 0,8$
То же	215	2200	$\gamma$ -(Mg, Fe) $_2$ SiO $_4$ ( $y$ ); альмандин—пироп—гранат, сложный гранат	$1,1 \pm 0,5$

По этим измеренным и вычисленным термохимическим значениям находим, что разность энтальпий  $\Delta H_{\text{Ga}} = H_{\text{Py}}^{\text{Ga}} - H_{\text{Alm}}^{\text{Ga}}$  колеблется от  $-2$  до  $-6$  ккал/моль [1]. В этом расчете использовались следующие данные: значение  $K = 9,1$  для норвежского эклогита (14 кбар,  $\sim 850$  К) [24]; общепринятое значение  $K = 5$  для алмазонасных кимберлитов (при 50 кбар и 1400 К); распределение  $\text{Fe}^{2+}$  между клинопироксеном и гранатом. Более высокое и, возможно, более надежное значение  $\Delta H_{\text{Ga}}$ , равное  $-8$  ккал/моль, получено при использовании данных Мак-Гетчена [77] о распределении  $\text{Fe}^{2+}$  между гранатом и оливином в исходной породе кимберлита Мозес-Рок, Юта. Давление при формировании породы, равное  $\sim 32$  кбар, было рассчитано по содержанию  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в клинопироксенах; соответствующая температура  $\sim 1275$  К была получена по отношению  $\text{Ca}/(\text{Ca} + \text{Mg})$  в клинопироксене.

Из уравнения (4) при  $\Delta H_{\text{Ga}} = -8$  ккал/моль было вычислено распределение  $\text{Fe}^{2+}$  между гранатом и оливином для различных температур и давлений в мантии (табл. 5). Неопределенность констант равновесия возникает главным образом за счет неопределенности в  $\Delta H_{\text{Ga}}$ . Вычисления показывают, что в верхней мантии эффекты увеличения температуры и давления приблизительно компенсируют друг друга, так что количество железа в гранате остается, по существу, постоянным вплоть до шпинелевой зоны. Предполагается, что в шпинелевой зоне относительные различия в энтальпии и в молярных объемах для конечных членов сложных гранатов подобны тем, которые существуют для пироп-альмандинового граната. Рентгеноструктурные исследования при высоких давлениях и, возможно, ударные эксперименты позволят определить давления перехода и, следовательно, энтальпии, так же как действительные значения молярных объемов.

Рассчитанные плотности мантии, полученные по предполагаемым геотермам (фиг. 3), уравнениям состояния и константам равновесия, показаны на фиг. 1 для предполагаемых пиролитовых и кимберлитовых составов. Например, пиролит с 50% оливина ( $\text{Fo}_{90}$ ), 25% ортопироксена ( $\text{En}_{90}$ ) и 25% граната ( $\text{Py}_{72}$ ) дает плотность мантии при 1225 К и 32 кбар, равную  $3,444$  г/см $^3$ . На глубине 450 км и при 1900 К эта порода имеет плотность  $3,665$  г/см $^3$ . А кимберлит Мозес-Рок с 70% оливина, 25% пироксена и 5% граната должен иметь плотность  $3,351$  г/см $^3$  при 32 кбар и 1225 К. На больших глубинах пиролит, состоящий из 50%  $\gamma$ -(Mg $_{0,9}$ Fe $_{0,1}$ ) $_2$ Si $_2$ O $_4$  и сложного силикатного граната будет иметь отношение Fe/Mg, равное 0,22; это дает общую плотность породы  $3,837$  г/см $^3$  при 1900 К и 450 кбар.

## ВЫВОДЫ

В последние годы были получены детальные скоростные разрезы волн  $P$  и  $S$  в мантии [60, 120, 23, 55, 47, 103, 45, 56]. Модели распределения плотности, хотя и менее детальные, были получены независимо от гипотезы Адамса — Вильямсона путем инверсии данных по свободным колебаниям и поверхностным волнам [89, 22, 46, 62].

Возникла трудная и интересная задача — по распределению скоростей сейсмических волн и плотности определить минеральный состав и термическое состояние мантии. Решение этой задачи основывается на петрологии ультрамафических пород и ультрамафических модулях в основных породах, на данных экспериментальной петрологии и геохимических исследований. В последние годы часто обсуждались две модели минерального состава верхней мантии — эклогитовая (клинопироксен и гранат) и пиролитовая (оливин, пироксен, плагиоклаз и гранат) [40].

Гипотеза, согласно которой граница  $M$  под океанами определяется переходом базальт — эклогит, имеет ряд существенных достоинств, хотя и вызвала две категории возражений: было отмечено, что, во-первых, этому переходу не отвечает резкая сейсмическая граница и, во-вторых, что в коре, возможно, устойчив эклогит, а не базальт. Наличие значительных объемов эклогита в верхней мантии вызывает гравитационную неустойчивость: этот материал плотнее ( $\sim 3,5$  г/см<sup>3</sup>), чем подстилающий пиролит или перидотит (3,3 г/см<sup>3</sup>). Эта неустойчивость может явиться механизмом или, более вероятно, частью движущего механизма в глобальной тектонике плит. Можно полагать, что базальт-эклогитовый переход возникает либо при движении базальтовой литосферы от подводных океанических хребтов [89], либо при ее погружении в мантию под островными дугами [96].

На основании сейсмических данных пока еще невозможно сделать выбор между двумя альтернативными моделями мантии — эклогитовой и пиролитовой, однако мы располагаем данными по уравнениям состояния соответствующих минералов. Ультразвуковым методом изучены оливины в форстерит-фаялитовых сериях. В то же время для пироксена и граната точные ультразвуковые данные для составов, богатых ферросилитом и пиропом соответственно, отсутствуют. Модуль объемного сжатия для алмадин-пироповой серии гранатов изучали Такахаси и Лю [115].

В настоящее время можно сделать лишь немного прямых выводов и о минеральном составе зоны пониженных скоростей. Однако в пользу того, что эта зона представляет собой область частично расплавленных пород, говорит многое: движение литосферных плит, в которых, как правило, *отсутствуют* землетрясения на глубинах между 50 и 150 км (за исключением впадин); геотермические данные; данные по плавлению пород; тот факт, что вулканическая активность простирается до этих глубин; наличие зоны сильного затухания (низкий  $Q$ ). Имеющиеся данные указывают, что расплавленная фация имеет базальтовый состав, но можно ожидать вариаций состава в зависимости от давления и температуры.

Ниже зоны пониженных скоростей и до глубины 365 км, безусловно, присутствует более одного минерала; но сейсмический скоростной разрез согласуется с оливиновым составом от  $Fo_{80}$  до  $Fo_{90}$  [15, 50]. Заметное увеличение скорости волн на глубинах  $\sim 365$  и  $\sim 620$  км Андерсон [15] объяснял в основном переходом  $(Mg, Fe)_2SiO_4$  от структуры оливина к структуре шпинели и далее к некоторой «зашпинелевой» фазе, для которой параметры уравнения состояния близки параметрам смеси химически эквивалентных окислов. Уравнения состояния для ряда аналогов шпинелей [71] и некоторых силикатных шпинелей, включая  $Fe_2SiO_4$ , были получены в результате ультразвуковых измерений. Мао и др. [76] представили данные рентгеноструктурных исследований шпинелей в сериях  $Fe_2SiO_4$  —  $Mg_2SiO_4$  при высоких давлениях. Температурный профиль для мантии может быть получен в предположении ее существенно оливинового состава. Андерсон [15]

и Фудзисава [48], чтобы определить температуру на глубине  $\sim 365$  км, использовали оливин-шпинелевую фазовую диаграмму (давление — температура) и величину давления, при котором этот переход имеет место в мантии. Эта и более гипотетическая температура, полученная для 620 км по положению перехода шпинели в зашпинелевую фазу, удивительно хорошо согласуются с общими температурными профилями, полученными Кларком и Рингвудом [40] на основании оценок распределений радиоактивности и теплопроводности в мантии. Исследование фазовой диаграммы  $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$  в этой и аналогичной системах Рингвудом, Акимото и их коллегами привело к открытию еще одной фазы —  $\beta$ - $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$ , или искаженной шпинелевой фазы. Она встречается при давлениях, промежуточных между давлениями, характерными для  $\alpha$ -фазы (оливин) и  $\gamma$ -фазы, или истинно шпинелевой фазы (рингвудит), для составов, содержащих более 70% Fo. В пользу того, что эта фаза, названная мейджоритом, должна существовать в мантии, говорит многое: петрология пород при высоких давлениях, особенно пород, аналогичных по составу; данные по ударным волнам для пироксенов и, что особенно важно, открытие сложного граната, обладающего стехиометрией  $(\text{Mg, Fe})\text{SiO}_3$ -пироксена, в метеорите, подвергшемся ударной нагрузке [111]. Этот мейджорит, возможно, начинает образовываться на глубинах  $\sim 320$  км, несколько выше зоны фазового перехода оливина в шпинель. Зависимость объема от давления в его уравнении состояния известна только приблизительно, из редукции данных по ударным волнам [3].

Уравнения состояния минералов нижней мантии известны только по свойствам фаз, образующихся при ударных нагрузках, и по свойствам плотных окислов. Модуль объемного сжатия фаз при нулевом давлении изменяется от 2,1 до 3,6 Мбар. За исключением данных по окислам, никакой информации о деформации сдвига для фаз нижней мантии пока нет. Главной проблемой является редукция ключевых данных для серии дунитов [84], так как значения плотности при нулевом давлении отсутствуют и мы не располагаем жизнеспособной теорией параметра Грюнейзена для силикатов. Стандартные плотности для фаз при высоком давлении известны только для стишовита [80] и для существующей при высоком давлении фазы граната [4], что позволяет получить уравнения состояния с меньшей неопределенностью.

Отношение Fe/Mg в гранатах и в сосуществующих оливине и рингвудите (т. е. константа равновесия) исследовалось как функция давления и температуры. Найдено, что это отношение равно 2 или 3 и мало изменяется с глубиной в верхней мантии, поскольку эффекты увеличения давления и температуры имеют тенденцию компенсировать друг друга. Для шпинелевой зоны вычисления значительно менее определены; по-видимому, фаза сложного граната относительно богаче железом, чем фаза шпинели.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ahrens T. J., The mineralogic distribution of iron in the upper mantle, Phys. Earth Planet. Inter., 1972a.
2. Ahrens T. J., Shock wave equations of state of minerals, in: Mantle and Core in Planetary Physics. Proc. Int. School of Physics, Enrico Fermi, 1972b.
3. Ahrens T. J., Gaffney E. S., Dynamic compression of enstatite, J. Geophys. Res., 76, pp. 5504—5513, 1971.
4. Ahrens T. J., Graham E. K., A shock induced phase change in iron-silicate garnet, Earth Planet. Sci. Lett., 1972.
5. Ahrens T. J., Syono Y., Calculated mineral reactions in the earth's mantle, J. Geophys. Res., 72, pp. 4181—4187, 1967.
6. Ahrens T. J., Takahashi T., Static and dynamic compression of earth materials, Trans. Am. Geophys. Union, 52, pp. 147—153, 1971.
7. Ahrens T. J., Thomsen L., Application of the fourth-order anharmonic theory to prediction of equations of state at high compressions and temperatures, Phys. Earth Planet. Inter., 1972.

8. Ahrens T. J., Anderson D. L., Ringwood A. E., Equation of state and crystal structures of high-pressure phases of shocked silicates and oxides, *Rev. Geophys.*, 7, pp. 667—707, 1969.
9. Ahrens T. J., Takahashi T., Davies G., A proposed equation of state of stishovite, *J. Geophys. Res.*, 75, pp. 310—316, 1970.
10. Akimoto S., High pressure synthesis of a modified spinel and some geophysical implications, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 3, pp. 184—195, 1970.
11. Akimoto S., Fujisawa H., Olivine — spinel solid solution equilibria in the system  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$ , *J. Geophys. Res.*, 73, pp. 1467—1479, 1968.
12. Александров К. С., Рыжова Т. В., Упругие свойства породообразующих минералов, I, Пироксены и амфиболы, *Изв. АН СССР, сер. геофиз.*, № 9, 1339 стр., 1961.
13. Aleksandrov K. S., Ryzhova T. V., Belikov B. P., The elastic properties of pyroxenes, *Sov. Phys. Cryst.*, Engl. transl., 8 (5), pp. 589—591, 1963.
14. Альтшулер Л. В., Трунин Р. Ф., Симаков Г. В., Ударное сжатие периклаза и кварца и состав нижней мантии Земли, *Изв. АН СССР, сер. Физика Земли*, № 10, стр. 1—6, 1965.
15. Anderson D. L., Phase changes in the upper mantle, *Sci.*, 157, pp. 1165—1173, 1967.
16. Anderson D. L., Petrology of the mantle, *Mineral. Soc. Am. Spec. Pap.*, 3, pp. 85—93, 1970.
17. Anderson D. L., Jordan T., The composition of the lower mantle, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 3, pp. 23—35, 1970.
18. Anderson D. L., Julian B. R., Shear velocities and elastic parameters of the mantle, *J. Geophys. Res.*, 74, pp. 3281—3286, 1969.
19. Anderson D. L., Kanamori H., Shock-wave equations of state for rocks and minerals, *J. Geophys. Res.*, 20, pp. 6477—6502, 1968.
20. Anderson D. L., Sammis C., Partial melting in the upper mantle, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 3, pp. 41—50, 1970.
21. Anderson D. L., Schreiber E., Liebermann R. C., Soga N., Some elastic constant data on minerals relevant to geophysics, *Rev. Geophys.*, 6, pp. 491—525, 1968.
22. Anderson D. L., Sammis C., Jordan T., Composition of the mantle and core, *Sci.*, 171, pp. 1103—1112, 1971.
23. Archambeau C. B., Flinn E. A., Lambert D. G., Fine structure of the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, 74, pp. 5825—5865, 1969.
24. Banno S., Classification of eclogites in terms of physical conditions of their origin, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 3, pp. 405—421, 1970.
25. Barsch G. R., Chang F. P., Ultrasonic and static equation of state for cesium halides, in: *Lloyd E. C.*, ed., *Accurate Characterization of the High-Pressure Environment*, N.B.S., Spec. Publ., 326, pp. 173—188, 1971.
26. Bartholomé P., Iron-magnesium ratio in associated pyroxenes and olivines, in: *Petrologic Studies: A volume in honor of A. F. Buddington*, *Geol. Soc. Am.*, New York, N.Y., pp. 1—20, 1962.
27. Bassett W. A., Barnett J. D., Isothermal compression of stishovite and coesite up to 85 kbar at room temperature by X-ray diffraction, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 3, pp. 54—60, 1970.
28. Beattie A. G., Samara G. A., Pressure dependence of the elastic constants of  $SrTiO_3$ , *J. App. Phys.*, 2, pp. 2376—2381, 1971.
29. Beeson M. H., Jackson E. D., Origin of the garnet pyroxenite xenoliths at Salt Lake Crater, Oahu, *Mineral. Soc. Am., Spec. Pap.*, 3, pp. 45—112, 1970.
30. Birch F., Elasticity and constitution of the earth's interior, *J. Geophys. Res.*, 57, pp. 227—286, 1952.
31. Birch F., The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobar, 2, *J. Geophys. Res.*, 66, pp. 219—222, 1961a.
32. Birch F., Composition of the earth's mantle, *Geophys. J.*, 4, pp. 295—311, 1961b.
33. Birch F., Density and composition of mantle and core, *J. Geophys. Res.*, 69, pp. 4377—4388, 1964.
34. Birch F., Compressibility; elastic constants, in: *Clark S. P., Jr.*, ed., *Handbook of Physical Constants*, *Geol. Soc. Am., Mem.*, 97, pp. 97—147, 1966.
35. Bowen N. L., Schairer J. F., The system  $MgO$ — $FeO$ — $SiO_2$ , *Am. J. Sci.*, Ser. 5, 29, pp. 131—217, 1935.
36. Bridgman P. W., Rough compression of 177 substances to 40 000  $kg/cm^2$ , *Proc. Am. Acad. Arts Sci.*, 76, pp. 71—87, 1948.
37. Bullard E. C., Griggs D. T., The nature of the Mohorovičić discontinuity, *Geophys. J.*, 6, pp. 118—123, 1961.
38. Burns R. G., *Mineralogical Applications of Crystal Field Theory*, Cambridge Univ. Press, London, 224 pp., 1970.
39. Chung D. H., Effects of iron/magnesium ratios on P- and S-wave velocities in olivine, *J. Geophys. Res.*, 5, pp. 7353—7361, 1970.
40. Clark S. P., Ringwood A. E., Density distribution and constitution of the mantle, *Rev. Geophys.*, 2, pp. 35—88, 1964.

41. Clark S. P., Jr., ed., Handbook of Physical Constants, Geol. Soc. Am., Mem., 97, 587 pp., 1966 [см. русский перевод: Кларк С., ред., Справочник физических констант горных пород, «Мир», М., 1969].
42. Cowley R. A., The lattice dynamics of an anharmonic crystal, Proc. R. Soc. (Lond.), Ser. A, 268, pp. 421—480, 1962.
43. Davies G., Fourth order anharmonic equation of state (готовится к печати).
44. Davies G., Anderson D. L., Revised shock-wave equations of state for high-pressure phases of rocks and minerals, J. Geophys. Res., 76, pp. 2617—2627, 1971.
45. Doyle H. A., Hales A. L., An analysis of the travel times of S-waves to North American stations in the distance range 28°, Bull. Seismol. Soc. Am., 57, pp. 761—773, 1967.
46. Dziewonski A. M., Upper mantle models from «pure-path» dispersion data, J. Geophys. Res., 76, pp. 2587—2601, 1971.
47. Fairborn J. W., Shear-wave velocities in the lower mantle, Bull. Seismol. Soc. Am., 59, pp. 1983—1999, 1969.
48. Fujisawa H., Temperature and discontinuities in transition regions within the earth's mantle: geophysical application of the olivine — spinel transition in the  $Mg_2SiO_4$  system, J. Geophys. Res., 10, pp. 3281—3294, 1968.
49. Fyfe W. S., Verhoogen J., General thermodynamic considerations, in: Fyfe W. S., ed., Metamorphic Reactions and Metamorphic Rocks, Geol. Soc. Am., Mem., 73, pp. 21—52, 1958.
50. Graham E. K., Jr., Elasticity and composition of the upper mantle, Geophys. J., 20, pp. 285—302, 1970.
51. Graham E. K., Jr., Barsch G. R., Elastic constants of single-crystal forsterite as a function of temperature and pressure, J. Geophys. Res., 74, pp. 5961—5972, 1969.
52. Green D. H., Ringwood A. E., An experimental investigation of the gabbro to eclogite transformation and its petrological applications, Geophim. et Cosmochim. Acta, 31, pp. 767—833, 1967a.
53. Green D. H., Ringwood A. E., The genesis of basaltic magmas, Contrib. Mineral Petrol., 15, pp. 103—109, 1967b.
54. Grover J. E., Orville P. M., The partitioning of cations between coexisting single- and multisite phases with application to the assemblages: orthopyroxene — clinopyroxene and orthopyroxene — olivine, Geochim. et Cosmochim. Acta, 33, pp. 205—226, 1969.
55. Helmberger D., Wiggings R. A., Upper mantle structure of western United States, J. Geophys. Res., 76, pp. 3229—3245, 1971.
56. Ibrahim A. K., Nuttli O. W., Travel-time curves and upper mantle structure from long-period S-waves, Bull. Seismol. Soc. Am., 57, pp. 1063—1092, 1967.
57. Ito K., Kennedy G. C., The fine structure of the basalt — eclogite transition, Mineral. Soc. Am. Spec. Pap., 3, pp. 77—83, 1970.
58. Ito K., Kennedy G. C., An experimental study of the basalt — eclogite — granulite — eclogite transition, Phys. Earth Planet. Inter., 1971.
59. Johnson L., Array measurements of P-velocities in the upper mantle, J. Geophys. Res., 72, pp. 6309—6325, 1967.
60. Johnson L., Array measurements of P-velocities in the lower mantle, Bull. Seismol. Soc. Am., 59, pp. 973—1008, 1969.
61. Jordan T., Anderson D. L., Inversion of gross earth data (готовится к печати).
62. Kanamori H., Velocity and Q of mantle waves, Phys. Earth Planet. Inter., 2, pp. 254—275, 1970.
63. Kawai N., Endo S., Ito K., Split sphere high pressure vessel and phase equilibrium relations in the system  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$ , Phys. Earth Planet. Inter., 3, pp. 182—185, 1970.
64. Keeler R. N., High pressure compressibility, in: Zamansky M., ed., American Institute of Physical Handbook, Sect. 4d, 3rd ed., McGraw-Hill, New York, N.Y., 1972.
65. Kennedy G. C., The origin of continents, mountain ranges, and ocean basins, Am. Sci., 47, pp. 491—504, 1959.
66. Kern R., Weisbrod A., Thermodynamics for Geologists, Freeman Cooper, San Francisco, Calif., 30 pp., 1967.
67. Knopoff L., Solids: equations of state of solids at moderately high pressures, in: Bradley R. S., ed., High-pressure Physics and Chemistry, 1, Acad. Press, New York, N.Y., pp. 227—246, 1963.
68. Kretz R., Some applications of thermodynamics to coexisting minerals of variable composition, Examples: orthopyroxene — clinopyroxene and orthopyroxene — garnet, J. Geol., 69, pp. 361—387, 1961.
69. Kumazawa H., The elastic properties of single-crystal orthopyroxene, J. Geophys. Res., 74, pp. 5973—5980, 1969.
70. Kumazawa H., Anderson D. L., Elastic moduli, pressure derivatives, and temperature derivatives of single-crystal olivine and single-crystal forsterite, J. Geophys. Res., 74 (5), pp. 5961—5977, 1969.
71. Liebermann R. C., Velocity density systematics for olivine and spinel phases of  $Mg_2SiO_4$ — $Fe_2SiO_4$ , J. Geophys. Res., 75, pp. 4029—4034, 1970.

72. Liebermann R. C., Schreiber E., Elastic properties of minerals, Trans. Am. Geophys. Union, 52, pp. 142—147, 1971.
73. Liu L., Bassett W. A., Takahashi T., Effect of pressure on the lattice parameters of stishovite, J. Geophys. Res., 1971.
74. Lovering J. F., The nature of the Mohorovičić discontinuity, Trans. Am. Geophys. Union, 39, pp. 947—955, 1958.
75. Mao H., The pressure dependence of the lattice parameters and volume of ferromagnesian spinels, and its implications to the earth's mantle, Thesis University of Rochester, 156 pp., 1967.
76. Mao H., Takanashi T., Bassett W. A., Weaver J. S., Akimoto S., Effect of pressure and temperature on the molar volumes of wüstite and of three (Fe, Mg)<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> spinel solid solutions, J. Geophys. Res., 74, pp. 1061—1069, 1969.
77. McGetchen T. R., Silver L. T., Compositional relations in minerals from kimberlite and related rocks in the Moses Rock Dike, San Juan County, Utah, Am. Mineral., 55, pp. 1738—1771, 1970.
78. McGregor J. D., The reaction 4 enstatite + spinel  $\rightleftharpoons$  forsterite + pyrope, Carnegie Inst. Wash., Yearbook, 63, pp. 150—157, 1964.
79. McQueen R. G., Marsh S. P., Unpublished data in article by Birch, entitled Compressibility: Elastic Constants, in: Clark S. P., ed., Handbook of Physical Constants, Geol. Soc. Am., Mem., 97, 1966.
80. McQueen R. G., Fritz J. N., Marsh S. P., On the composition of the earth's interior, J. Geophys. Res., 69, pp. 2947—2978, 1964.
81. McQueen R. G., Marsh S. P., Fritz J. N., Hugoniot equation of state of twelve rocks, J. Geophys. Res., 72, pp. 4999—5036, 1967.
82. McQueen R. G., Marsh S. P., Taylor J. W., Fritz J. N., Carter W. J., The equation of state of solids from shock waves studies, in: Kinslow R., ed., High Velocity Impact Phenomena, Acad. Press, New York, N.Y., pp. 294—419, 1970.
83. Medaris L. G., Jr., Partitioning of Fe<sup>2+</sup> and Mn<sup>2+</sup> between coexisting synthetic olivine and orthopyroxene, Am. J. Sci., 267, pp. 945—968, 1969.
84. Mitzutani H., Hamano Y., Ida Y., Akimoto S., Compressional wave velocities of fayalite, Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>-spinel, and coesite, J. Geophys. Res., 75, pp. 2741—2747, 1970.
85. Nafziger R. H., Muan A., Equilibrium-phase compositions and thermodynamics properties of olivines and pyroxenes in the system MgO—«FeO»—SiO<sub>2</sub>, Am. Mineral., 52, pp. 1364—1385, 1967.
86. O'Connell R. J., Wasserburg G. J., Dynamics of the motion of a phase boundary to changes in pressure, Rev. Geophys., 5, pp. 329—410, 1967.
87. Olinger B., Duba A., Compression of olivine to 100 kbar, J. Geophys. Res., 76, pp. 2610—2616, 1971.
88. Perchuk L. L., Pyroxene — arnet equilibrium and the depth facies of eclogites, Int. Geol. Rev., 10, pp. 280—318, 1967.
89. Press F., Earth models consistent with geophysical data, Phys. Earth Planet. Inter., 3, 3—22, 1970.
90. Ramberg H., The Origin of Metamorphic and Metasomatic Rocks, Univ. of Chicago Press, Chicago, Ill., 317 pp., 1952.
91. Ramberg H., DeVore G. W., The distribution of Fe<sup>2+</sup> and Mg<sup>2+</sup> in coexisting olivine and pyroxenes, J. Geol., 59, pp. 193—210, 1951.
92. Ringwood A. E., Mineralogical constitution of the deep mantle, J. Geophys. Res., 67, pp. 4005—4010, 1962a.
93. Ringwood A. E., A model for the upper mantle, J. Geophys. Res., 67, pp. 857—866, 1962b.
94. Ringwood A. E., A model for the upper mantle, 2, J. Geophys. Res., 67, pp. 4473—4477, 1962c.
95. Ringwood A. E., The pyroxene — garnet transformation in the earth's mantle, Earth Planet. Sci. Lett., 2, pp. 255—263, 1967.
96. Ringwood A. E., Composition and evolution of the upper mantle, in «The Earth's Crust and Upper Mantle», Am. Geophys. Union, Geophys. Monogr. 13, pp. 1—17, 1969 [см. русский перевод: Рингвуд А. Э., Состав и эволюция верхней мантии, в кн. Харм П., ред., Земная кора и верхняя мантия, «Мир», М., 1972].
97. Ringwood A. E., Phase transformations and the constitution of the mantle, Phys. Earth Planet. Inter., 3, pp. 109—155, 1970.
98. Ringwood A. E., Green D. H., An experimental investigation of the gabbro — eclogite transformation and some geophysical implications, Tectonophysics, 3, pp. 383—427, 1966.
99. Ringwood A. E., Major A., The garnet — ilmenite transformation in Ge-Si pyrope solid solution, Earth Planet. Sci. Lett., 2, pp. 331—334, 1967.
100. Ringwood A. E., Major A., The system Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>—Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> at high pressure and temperatures, Phys. Earth Planet. Inter., 3, pp. 89—108, 1970.
101. Robie R. A., Thermodynamic properties of minerals, in: Clark S. P., Jr., ed., Handbook of Physical Constants, Geol. Soc. Am. Mem., 97, pp. 437—458, 1966.
102. Robie R. A., Waldbaum D. R., Thermodynamic properties of minerals and related substances at 298.15 °K (25.0 °C) and one atmosphere (1.013 bar) pressure and at higher temperatures, Geol. Survey. Bull., 1259, 256 pp., 1968.

103. *Robinson R., Kovach R. L.*, Shear velocities in the earth's mantle, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 1972.
104. *Рыжова Т. В., Александров К. С., Коробкова В. М.*, Упругие свойства породообразующих минералов, V, Дополнительные данные по силикатам, *Изв. АН СССР, сер. Физика Земли*, № 2, стр. 63—65, 1966.
105. *Sammis C. G.*, The pressure dependence of the elastic constants of cubic crystals in the NaCl and spinel structures from a lattice model, *Geophys. J.*, 19, pp. 285—290, 1970.
106. *Sammis C. G.*, Theoretical equations of state, *Trans. Am. Geophys. Union*, 52, pp. 122—126, 1971.
107. *Sammis C. G., Anderson D. L., Jordan T.*, Application of isotropic finite strain theory to ultrasonic and seismological data, *J. Geophys. Res.*, 75, pp. 1435—1439, 1969.
108. *Sammis C. G., Jordan T., Anderson D. L.*, Inhomogeneity of the lower mantle, *Trans. Am. Geophys. Union*, 51, 848 p., 1970.
109. *Schreiber E.*, Elastic moduli of single crystal spinel at 25 °C and to 2 kbar, *J. Appl. Phys.*, 39, pp. 2508—2561, 1967.
110. *Simmons G., Wang H.*, Single Crystal Elastic Constants and Calculated Aggregate Properties, A Handbook, M.I.T. Press, Cambridge, Mass., 270 pp., 1971.
111. *Smitn J. V., Mason B.*, Pyroxene — garnet transformation in Cooraro meteorite, *Sci.*, 168, pp. 832—833, 1970.
112. *Sobolev N. V.*, Eclogites and pyrope peridotites from the kimberlites of Yakutia, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 3, pp. 398—404, 1970.
113. *Soga N.*, The elastic constants of garnet under pressure and temperature, *J. Geophys. Res.*, 72, pp. 4227—4234, 1967.
114. *Spetzler H.*, Equation of state of polycrystalline and single-crystal MgO to 8 kilobar and 800 °K, *J. Geophys. Res.*, 75, pp. 2073—2087, 1970.
115. *Takahashi T., Liu L.*, Compression of ferromagnesian garnets and the effects of solid solution on the bulk modulus, *J. Geophys. Res.*, 75, pp. 5757, 1970.
116. *Thomsen L. T.*, On the fourth order anharmonic equation of state of solids, *J. Phys. Chem. Solids*, 31, pp. 2003—2016, 1970.
117. *Трунин Р. Ф., Гончакова В. И., Симаков Г. В., Галдин Н. Е.*, Исследование горных пород под действием высоких давлений и температур ударного сжатия, *Изв. АН СССР, сер. Физика Земли*, № 9, стр. 1—12, 1965.
118. *Van Thiel M.*, Compendium of Shock Wave Data, Univ. Calif. Radiation Lab., 50108, 1966.
119. *Verma R. K.*, Elasticity of some high-density crystals, *J. Geophys. Res.*, 65, pp. 757—766, 1960.
120. *Винник Л. П., Николаев А. В.*, Скоростной разрез нижней мантии по прямым измерениям  $dt/d\Delta$ , *Изв. АН СССР, сер. Физика Земли*, № 11, стр. 24—40, 1970.
121. *Wackertle J.*, Shock-wave compression of quartz, *J. Appl. Phys.*, 33, pp. 922—937, 1962.
122. *Wang C.*, Phase transitions in rocks under shock compression, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 3, pp. 107—110, 1967.
123. *Wang C. Y.*, Density and constitution of the mantle, *J. Geophys. Res.*, 75, pp. 3264—3284, 1970.
124. *Wetherill G. W.*, Steady-state calculations bearing on geological implications of a phase transition Mohorovičić discontinuity, *J. Geophys. Res.*, 60, pp. 2983—2993, 1961.

## ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ В МАНТИИ ЗЕМЛИ

*Дж. Кеннеди, Г. Хиггинс*

(Институт геофизики и планетарной физики, Калифорнийский университет,  
Лос-Анджелес; Лоуренсовская радиометрическая лаборатория,  
Ливермор, Калифорния, США)

В соответствии с данными большинства последних работ мы исходим из того, что оливин в верхней мантии претерпевает фазовый переход в шпинель. При более высоких давлениях эта фаза распадается на послешпинелевую, представляющую, по-видимому, смесь окислов, периклаза и стшовита. Мы построили кривые плавления для оливина, шпинели и периклаза и допустили, что они представляют наиболее тугоплавкие фазы на всех глубинах мантии. Таким образом, кривые плавления этих трех фаз соответствуют верхней границе ликвидуса (полного расплава) в мантии. Солидус (начало плавления) в мантии при низких давлениях соответствует температуре, примерно на 900 °С меньшей, чем температура ликвидуса. Мы попытались оценить влияние давления на эвтектический минимум и таким образом определить температуру начала плавления в мантии. Наша оценка этой температуры для границы мантия — ядро составляет около 3600 °С. Мы полагаем, что, начиная с глубины несколько сотен километров и ниже, температура большей части мантии близка к температуре солидуса или достигает ее и что величина этой температуры ограничивает распределение температур в земном ядре и, следовательно, определяет размер внутреннего ядра. Отметим также, что полученный нами температурный градиент для Земли чрезвычайно близок к адиабатическому для большей части нижней мантии и что, таким образом, конвекция в мантии, вероятно, ограничена тонкой областью в верхней мантии.

### ВВЕДЕНИЕ

Любая попытка построить модель термической истории Земли или определить скорость эволюции земной коры решающим образом зависит от оценки распределения температуры, необходимой для начала плавления пород в мантии и ядре. Почти во всех предыдущих анализах предполагалось, что граница внутреннего ядра — внешнее ядро соответствует переходу сплавов железа из твердой фазы в жидкую и что температура нижней мантии на сотни или даже на тысячи градусов ниже точки плавления ее вещества. Берч [3], подытоживая имеющиеся в то время данные о плавлении силикатов, писал: «Мы вновь убедились, что кривые плавления проходят при больших давлениях надлежащим образом и что железо плавится при меньшей температуре, чем более тугоплавкие силикаты». Аналогичные взгляды высказал и Кларк [4]. Он экстраполировал данные Стронга [15] о кривой плавления железа, воспользовавшись уравнением Симона, и установил, что температура плавления железа на границе внутреннего ядра составляет 7500° С. Используя затем оценку Берча [2] адиабатического градиента температуры в жидком внешнем ядре, Кларк, основываясь на значении 7500 °С для границы внутреннего ядра, получил, что на границе ядро — мантия температура равна около 6000 °С. Затем он рассмотрел влияние давления и полиморфизма минералов на температуры плавления в силикатной мантии и пришел к выводу, что в нижней мантии они находятся в диапазоне примерно 7500—8000 °С. Таким образом, согласно его оценке, температуры в нижней мантии на 1500—2000 °С ниже точки плавления силикатов. Тем не менее Кларк отметил: «Из всех допущений, лежащих в основе данной модели, наиболее спорным является то, каким образом было использовано уравнение Симона». Аналогичный взгляд на температуры мантии высказал

Мак-Доналд [12], который утверждал, что «в среднем они ниже диапазона плавления силикатных пород».

Хиггинс и Кеннеди дали новую оценку температуре плавления железа при давлениях, существующих в земном ядре. Исходя из эмпирических предположений, в соответствии с которыми температура плавления металлов, по-видимому, линейно связана с изотермическим сжатием твердых тел, они нашли, что температура плавления железа на границе внутреннего и внешнего ядер составляет около  $4250^{\circ}\text{C}$ , а вблизи границы ядро — мантия — около  $3750^{\circ}\text{C}$ . Они оценили также адиабатический градиент в колонне расплавленного железа и пришли к выводу, что распределение температур жидкого железа во внешнем ядре согласуется с кривой его отвердевания, но не с адиабатическим градиентом. Их оценки температур в ядре оказались бы еще ниже, если бы в расплаве железа имелась значительная примесь легкоплавкого вещества. В то же время температура на границе ядро — мантия была бы более высокой, если бы мы уменьшили значение параметра Грюнейзена, принятое Хиггинсом и Кеннеди, как раз настолько, чтобы температуры во внешнем ядре действительно согласовывались бы с адиабатическим распределением. Если такие температуры (которые много ниже оценки Кларка) действительно характерны для ядра и Кларк верно оценил температуру плавления силикатов в мантии, то породы нижней мантии, возможно, на  $3000\text{—}4000^{\circ}\text{C}$  холоднее своей температуры плавления.

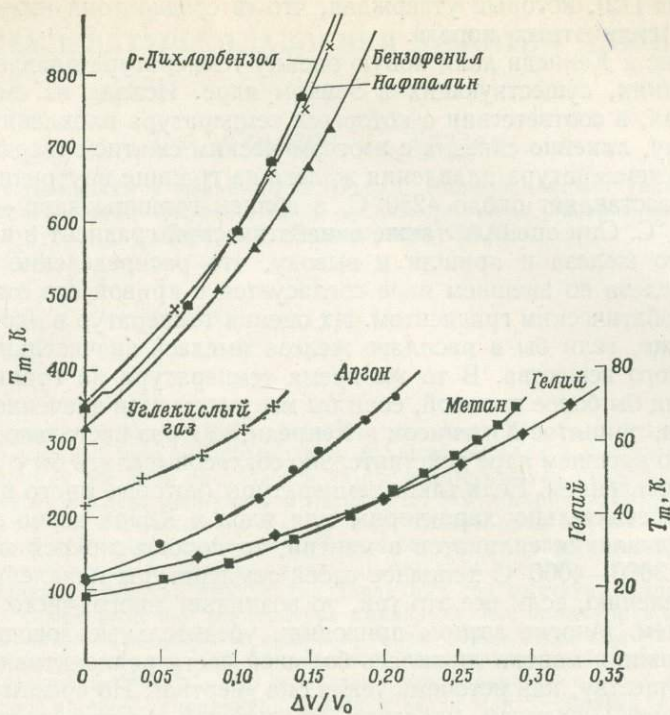
К сожалению, если все это так, то возникает много чисто геофизических проблем. Многие авторы привели убедительные доводы в пользу того, что нижняя мантия лишилась большей части радиоактивных веществ и что, по существу, как источник тепла она «мертва». Но чрезвычайно трудно представить механизм удаления из нижней мантии радиоактивных веществ, не прибегая к допущению, что некогда она была достаточно горяча, чтобы ее легкоплавкие компоненты расплавились и радиоактивные вещества перешли в этот расплав, а позднее мигрировали вместе с нею вверх. Если же в мантии некогда поддерживалась температура плавления пород, а в дальнейшем она повсюду лишилась значительной части своих источников тепла, то из расчетов потока тепла следует, что в ходе остывания ее первичная температура снизилась приблизительно на 80%.

### ВОЗДЕЙСТВИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРУ ПЛАВЛЕНИЯ ПОРОД

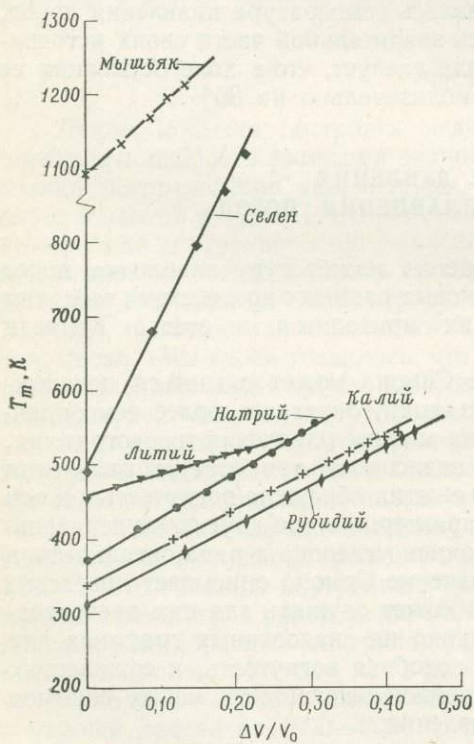
С тех пор как Кларк в 1953 г. оценил температуру плавления пород нижней мантии, было получено много новых данных о воздействии давления на температуру плавления. Сводка их приводится в статье Кеннеди и Вайдья [10].

Опасения Кларка, что уравнение Симона может оказаться ненадежным в качестве формулы для экстраполяции, оказались более чем оправданными. Уравнение Симона основано на анализе плавления твердого гелия. Вадиа и Кеннеди показали, что кривая зависимости температуры плавления твердого гелия от его изотермического сжатия обращена вогнутостью к оси температур (фиг. 1). Такая кривизна характерна и для других вандерваальсовых твердых тел — метана, аргона, окиси углерода и ряда органических соединений. Можно полагать, что уравнение Симона описывает поведение всех этих веществ вполне приемлемо и может служить для них превосходной экстраполяционной формулой. Однако на аналогичных графиках для металлов (они сведены на фиг. 2 и 3) подобная вогнутость, к сожалению, отсутствует, что свидетельствует о линейной зависимости между сжатием твердого тела и температурой его плавления.

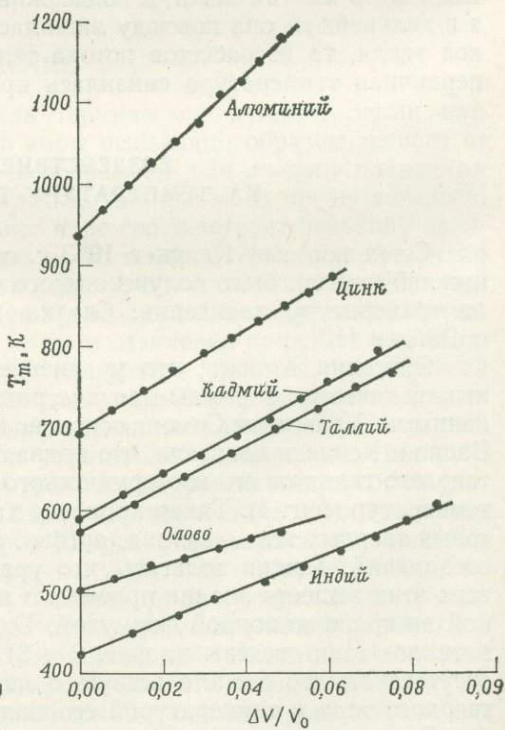
В то же время кривая плавления ионных соединений обращена вогнутостью в противоположную сторону по сравнению с кривыми для твердых тел с вандерваальсовыми связями. Сводка данных по таким недавно изучен-



Фиг. 1. Воздействие давления на температуру плавления некоторых твердых тел с вандерваальсовыми связями.



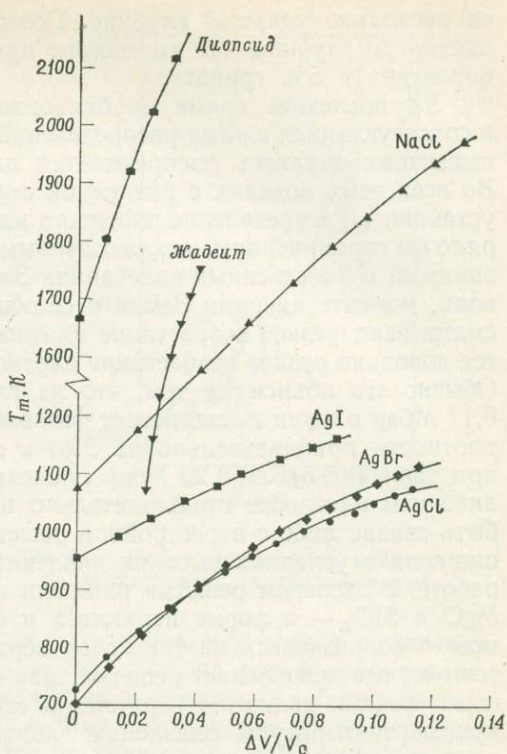
Фиг. 2. Воздействие давления на температуру плавления некоторых металлов.



Фиг. 3. Воздействие давления на температуру плавления некоторых металлов.

ным ионным соединениям приведена на фиг. 4. Эти кривые плавления по существу линейны относительно объема твердого тела или же обращены вогнутостью к оси сжатия графика. Из сопоставления фиг. 1 и 4 ясно, что если формулой, которая годится для экстраполяции кривой плавления гелия и согласуется со свойствами гелия, воспользоваться для экстраполяции кривых плавления таких веществ, как хлористое или бромистое серебро, то получатся чудовищно завышенные результаты, особенно при экстраполяции на давления в нижней мантии.

Недавно были исследованы два силиката — жадеит и диопсид — с целью определить знак кривизны у кривых плавления рассматриваемого типа. Соответствующие кривые изображены на фиг. 4. Отмечено, что их кривизна имеет тот же характер, что и у других ионных соединений. Ясно, что, исходя из начального наклона таких кривых и допуская, что температура плавления линейно связана с объемом твердого тела, мы должны завесить температуру плавления при особенно больших давлениях. Тем не менее в данной статье мы будем исходить из такой линейной зависимости, отдавая себе отчет, что при этом температуры плавления, вероятно, будут завышены.



Фиг. 4. Воздействие давления на температуру плавления некоторых ионных соединений.

### МИНЕРАЛЬНЫЙ СОСТАВ И ПЛОТНОСТЬ МАНТИИ

Разумеется, ясно, что, желая оценить градиент температуры плавления в мантии, надо сделать допущения о ее минеральном составе на разных глубинах. Большую часть сведений о составе верхней мантии дает изучение родственных включений ксенолитов в алмазонасных трубках. Кеннеди и Нордли [9] утверждали, что наличие алмазов свидетельствует об образовании таких ксенолитов на глубине не менее 200 км.

Эти ксенолиты относятся к двум главным типам, изученным Уайтфилдом [16], который привел их средний минеральный состав. Первый тип — гранатовый лерцолит — состоит приблизительно из 65% оливина, 30% ортопироксена, 1% клинопироксена и 5% граната. Ито и Кеннеди [8] показали, что при высоких давлениях гранат и лерцолит сливаются на пороге плавления, образуя жидкий сплав, сходный по химическому составу с богатыми оливином толентовыми базальтами. Таким образом, гранат и клинопироксен выводятся из состава пород мантии еще на той стадии, когда плавится лишь незначительная часть пород. В дальнейшем расплав, по своему химическому составу аналогичный пикривому толеиту, может отвердеть под воздействием высокого давления и дать эклогит. Другим преобладающим типом ксенолитов являются эклогиты. Мы рассматриваем связь между эклогитом и гранатовым лерцолитом, как отношение дочерних пород к родительским. Другими словами, мы полагаем, что эклогит образуется в результате частичного плавления гранатового лерцолита, которое осуществляется

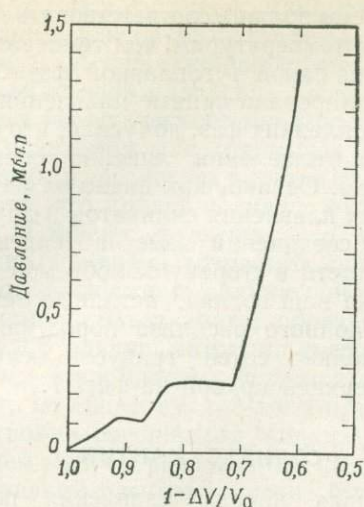
на несколько меньшей глубине. Поэтому мы будем считать, что верхняя мантия до глубины 400 км состоит приблизительно из 65% оливина, 30% пироксена и 5% граната.

За последнее время опубликовано много моделей строения Земли и согласующихся с ними распределений плотности. Один из наиболее исчерпывающих анализов распределения плотности принадлежит Прессу [14]. Во всех этих моделях с различной степенью успеха пытаются однозначно установить распределение плотности мантии по глубине, которое удовлетворяло бы ограничениям, накладываемым на значения плотности имеющимися данными о собственных колебаниях Земли, временах пробега сейсмических волн, моменте инерции Земли и ее общей массе. Почти все модели предусматривают резкое возрастание плотности на глубине около 400 км и другое довольно резкое возрастание плотности на глубине между 700 и 800 км. Обычно это объясняют тем, что на глубине 400 км при давлении около 0,11 Мбар оливин претерпевает фазовый переход в шпинель с увеличением плотности приблизительно на 5%, а затем на глубине примерно 750 км при давлении около 0,22 Мбар происходит второй фазовый переход с увеличением плотности приблизительно на 12%. Этот второй переход может быть связан либо с перестройкой решетки по типу некоторой модификации шпинели в условиях высоких давлений, либо (что мы и примем в данной работе) с распадом решетки шпинели на основные компоненты оливина —  $MgO$  и  $SiO_2$  — в форме периклаза и стишовита. Таким образом, мантию можно подразделить на три зоны: верхнюю, богатую оливином; промежуточную, где преобладает решетка типа шпинели; нижнюю, где преобладающими фазами являются периклаз и стишовит. Если мы сумеем построить кривые температуры плавления оливина, шпинели и периклаза при тех давлениях, при которых, как мы полагаем, эти фазы преобладают в мантии, то мы по меньшей мере получим верхнюю температурную границу кривых ликвидуса на всех глубинах мантии. Почти несомненно, что эта кривая будет проходить на несколько сотен градусов выше истинной кривой ликвидуса в многофазовой системе мантии, поскольку многофазовая система всегда плавится при более низкой температуре, чем температура плавления ее самой тугоплавкой фазы.

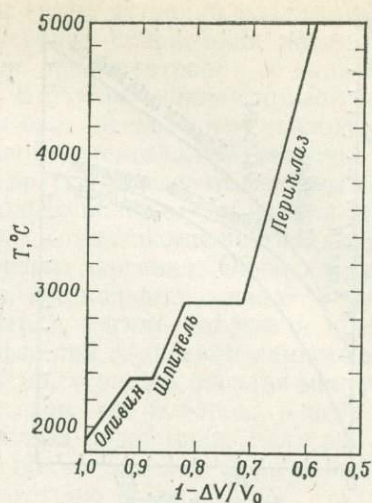
### КРИВЫЕ ПЛАВЛЕНИЯ

Чтобы построить эти кривые, надо знать их начальный наклон и распределение плотности во всей мантии. Тогда мы сможем построить кривые плавления, считая, что температура плавления  $T_m$  линейно зависит от объемного сжатия  $V/V_0$  или  $1 - \Delta V/V_0$  для всех фаз мантии. На фиг. 5 показан график значений  $1 - \Delta V/V_0$  для всей мантии. При расчете мы исходили из того, что верхняя мантия состоит из оливина с начальной плотностью  $3,2 \text{ г/см}^3$ , и использовали модель распределения плотности по глубине (средние значения), предложенную Прессом. Ось абсцисс — относительные объемы (сжатия), ось ординат — давление в мегабарах, отсчитываемое от поверхности до границы мантия — ядро. Для наглядности мы «заострили» оба фазовых перехода и представили их как разрывные границы первого порядка со скачкообразным изменением плотности (а не как переход, происходящий в определенном интервале давлений, на что указывают данные). На фиг. 6 приведены кривые плавления оливина, шпинели и периклаза, которые соответствуют линейной связи между  $T_m$  и объемом плавящегося твердого тела. Данные по оливино взяты из статьи Девиса и Ингланда [5].

На графиках типа приведенных на фиг. 6, которые отражают связь между температурой плавления и объемом твердого тела, фазовый переход проявляется в виде горизонтального смещения кривой плавления. Величина смещения соответствует разности объемов двух фаз. Поскольку при плавлении  $\Delta V$  возрастает, кривая плавления фазы, существующей при более



Фиг. 5. Сжатие мантии.



Фиг. 6. Кривые плавления некоторых предполагаемых минералов мантии.

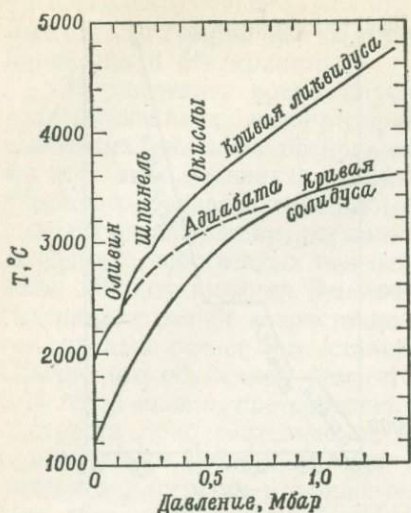
высоком давлении, обязательно должна быть круче, чем кривая плавления аналога этой фазы при меньших давлениях. Так, на фиг. 6 кривая плавления шпинели должна быть круче, чем кривая плавления собственно оливина. К сожалению, у нас нет данных о влиянии давления на температуру плавления шпинели, так что приходится прибегнуть к допущению. Мы провели кривую плавления шпинели таким образом, чтобы ее наклон был промежуточным по сравнению с наклоном кривых оливина и периклаза и существенно круче, чем наклон кривой оливина. Принятая фактически кривая почти идентична экспериментальной кривой для диопсида — одной из самых крутых кривых плавления, установленных для силикатов. Указанные допущения скорее всего ведут к завышенной оценке температуры плавления.

Воздействие давления на температуру плавления периклаза еще не проверялось экспериментально. Известна лишь температура плавления при давлении 1 атм, равная 3073 К. Однако Андерсон [1] получил экспериментальные данные об изотермическом модуле объемного сжатия периклаза и его производных по давлению. С их помощью можно построить кривую плавления периклаза при условии, что можно оценить ее начальный наклон. Такую необходимую оценку обеспечивает закон плавления Линдемана (его модификации). Закон Линдемана позволяет связать модуль объемного сжатия и молярный объем расплава с температурой его плавления. Воспользовавшись подходящей формулой, можно рассчитать начальный наклон кривой плавления; на фиг. 6 показана такая кривая плавления для периклаза, которая построена с использованием упомянутой линейной зависимости. Мы допускаем здесь, что сжатие периклаза является, по существу, таким же, как и сжатие мантии в целом.

### ЛИКВИДУС МАНТИИ

Данные фиг. 6 представлены в более привычном виде на фиг. 7. Температура плавления на ней выражена как функция давления в Земле. Эта кривая, обозначенная как кривая ликвидуса, соответствует температурам плавления пород, которые мы предположительно относим к трем самым тугоплавким фазам мантии. Кривая плавления оливина плавно соединена с кривой плавления шпинели, которая в свою очередь плавно соединена с кривой плавления периклаза.

По нашему мнению, погрешность при построении этой кривой, вероятно, ведет к завышению температур. Истинная кривая ликвидуса многофазо-



Фиг. 7. Кривые ликвидуса мантии, ее солидуса и адиабатического распределения температур.

на небольшой глубине в магматических камерах. Почти несомненно, что перемещающийся расплав, даже если он присутствует в количестве лишь немногих процентов или его еще меньше, отводит радиогенное тепло с большей скоростью, чем скорость высвобождения тепла в нижней мантии. Таким образом, граница солидуса устанавливает истинный верхний предел распределения температур в Земле. В первом приближении мы можем рассматривать мантию как многокомпонентную эвтектическую систему. Нам нужно оценить влияние давления на глубину резкого эвтектического минимума этой системы. При низких давлениях температура начала плавления лерцолита составляет около 1100 °C, а температура его полного плавления равна около 1900 °C; таким образом, при низких давлениях глубина эвтектического минимума составляет в мантии примерно 800°. Влияние давления на эвтектический минимум изучалось для многих систем; Ньютон и др. [13] исследовали влияние давления на эвтектический минимум системы натрий — калий. Они отметили, что температура плавления конечных членов этой системы — натрия и калия — быстро возрастает при увеличении давления, тогда как эвтектический минимум системы гораздо менее чувствителен к давлению. Например, при нулевом давлении глубина эвтектического минимума этой системы составляет приблизительно 70 °C, а при давлении 30 кбар она равна приблизительно 200 °C. Таким образом, влияние давления на эвтектический минимум данной системы намного меньше, чем на ее конечные члены, а глубина эвтектического минимума, по-видимому, возрастает вместе с давлением. Недавно Ким, Ки-Та и Кеннеди (неопубликованные данные) исследовали эвтектический минимум двух систем — NaCl — NaF и NaCl — CsCl. В обоих случаях при увеличении давления эвтектический минимум температуры возрастал гораздо медленнее, чем температура плавления конечных членов системы, и заметно возрастала глубина эвтектического минимума. В ходе недавних экспериментов с базальтами, не содержащими оливина, Ито и Кеннеди показали, что и в этом случае глубина эвтектического минимума быстро возрастает с увеличением давления. Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что эвтектический минимум температуры данной системы менее чувствителен к давлению, чем температуры плавления ее конечных членов. Это обусловлено энтропией смешивания совместно плавящихся фаз. При плавлении идеальной многофазовой системы изменение энтропии  $\Delta S$  при тем-

вой системы должна соответствовать явно меньшим температурам, чем температура плавления самой тугоплавкой фазы. Мы экстраполировали кривые плавления самых тугоплавких фаз, допуская, что температура плавления линейно связана с объемом. Однако, как видно на фиг. 4, у кривых плавления силикатов и других ионных соединений заметна тенденция к вогнутости в сторону оси объемов. Поэтому, на наш взгляд, истинные температуры полного расплава пород мантии на несколько сотен градусов меньше, чем у верхней кривой на фиг. 7.

### СОЛИДУС МАНТИИ

Кривая начала плавления пород мантии гораздо интереснее кривой полного расплава. Уже небольшое количество расплава, возникнув в глубине мантии, будет просачиваться вверх вдоль границ между зернами, накапливаясь

пературе эвтектического минимума равно сумме энтропий плавления всех конечных членов этой системы плюс энтропия смешивания жидких фаз расплава. А для единичной фазы  $\Delta S$  равно просто энтропии ее плавления. Наклон кривой плавления равен  $\Delta S/\Delta V$ , и поэтому наклон кривой температуры эвтектического минимума должен быть меньше, чем наклоны кривых плавления для отдельных фаз данной эвтектической системы; этот вопрос был рассмотрен в статье Ньютона и др. [13]. Следовательно, мы можем считать, что кривая солидуса будет несколько положе, чем кривая ликвидуса. Глубина эвтектического минимума в многокомпонентной системе должна все время возрастать при увеличении давления. Однако в случае многокомпонентной силикатной системы, где кальций, железо и магний и кремний, объединяясь, образуют гранат, а магний, железо и кремний образуют оливин, энтропия смешивания фаз при плавлении намного меньше, чем в упомянутых системах солей. Ясно, что если расплав минералов имеет, по существу, тот же химический состав, что и порода в целом, то и энтропия смешивания жидких фаз расплава будет мала. Если же фазы нижней мантии распадаются на образующие их окислы, то энтропия при смешивании расплава должна быть сравнительно велика.

### Выводы

Учитывая эти общие положения, мы попытались схематически изобразить на фиг. 7 кривую солидуса мантии. Ее начальный наклон принят равным наклону экспериментально определенной кривой начала плавления гранатового лерцолита. До появления фаз с зашпинелевой решеткой глубина эвтектического перепада на нашей схеме возрастает сравнительно медленно, а затем (вплоть до границы ядра) темп этого углубления несколько возрастает. Мы полагаем, что такая оценка увеличения глубины эвтектического минимума является умеренной. В большей части мантии плавление пород, вероятно, начинается при несколько меньших температурах, чем указывает построенная кривая. Результаты удивительны. Как видно на фиг. 7, температура начала плавления пород мантии сравнительно невелика. Для границы мантия — ядро получено значение около  $3600^\circ\text{C}$ , и с уменьшением глубины температуры уменьшаются довольно плавно. Мы полагаем, что прежние оценки температур плавления (порядка  $7000$ — $8000^\circ\text{C}$ ) чрезмерно завышены вследствие неправомерного использования уравнения Симона, которое, очевидно, описывает поведение твердых тел с вандерваальсовыми связями, но не описывает плавление таких ионных соединений, как силикаты.

Вероятно, самая неожиданная особенность нашей кривой солидуса состоит в том, что границе ядро — мантия соответствует значение температуры, почти точно совпадающее с температурой жидкого железа на границе ядро — мантия, согласно оценке Хиггинса и Кеннеди [7]. Это сразу наводит на мысль, что температура ядра, возможно, термостатически регулируется началом плавления силикатов в нижней мантии. Ясно, что если бы температура ядра была выше температуры начала плавления силикатов, то тепло быстро отводилось бы из ядра по мере плавления силикатов и миграции расплава вверх до тех пор, пока не было бы достигнуто равновесие при температуре начала плавления силикатов. Если же температура железа в ядре была бы ниже температуры мантии, то тепло поступало бы из мантии в ядро. При условии, что остаточная радиоактивность нижней мантии способна поддерживать температуру как раз на уровне начала плавления, температура ядра, а стало быть, и размеры внутреннего ядра должны оставаться с течением времени постоянными.

Мы предположили, что температура большей части мантии, вероятно, всей области ниже  $600$  км, соответствует (или отличается не более чем на несколько градусов) температуре солидуса. Ее поддерживал там в течение значительной части геологического времени небольшой поток остаточного

радиогенного тепла, который предположительно был в нижней мантии стационарным. Такая модель подразумевает стационарное выделение из нижней мантии очень небольшого количества расплава и его стационарный отвод в сторону поверхности. Если изложенные представления верны, то земная кора образовалась не в ходе дифференциации небольшой части верхней мантии, а в ходе геохимической дифференциации всей силикатной оболочки Земли.

Некоторые геофизические данные не согласуются с изложенными умозрительными представлениями. Очень большое значение коэффициента поглощения  $Q$  в нижней мантии позволяет считать, что количество расплава, который, согласно изложенному, постоянно циркулирует в порах силикатных фаз мантии, должно быть чрезвычайно мало. Значения коэффициента  $Q$  и упругие постоянные Земли характеризуют ее глубинные области как в целом твердое тело. Мы не делаем вывода, что минералы, образующие мантию, близки к точке своего плавления. Их температура вполне может быть на  $1000\text{--}1500^\circ$  ниже этой точки. Кривая солидуса указывает лишь на температуру, при которой в силикатах начинает появляться жидкая фракция.

Возможна и другая модель температурного режима, в которой мы допускаем, что поток тепла в нижней мантии поддерживается за счет отвердевания железа в ядре. Если остаточная радиоактивность нижней мантии слишком мала, чтобы поддерживать в системе ядро — мантия температуру, соответствующую полному расплаву железа и его примесей, то (поскольку мантия слегка остывает за счет теплопроводности) железо будет отвердевать у границы ядро — мантия, отдавая скрытое тепло своего плавления во вне. Благодаря этому температура системы ядро — мантия и будет сохраняться на уровне плавления железа и примесей. Расчеты количества тепла, необходимого, чтобы поддерживать нужный температурный градиент нижней мантии в течение  $4 \cdot 10^9$  лет (принимая глубинную радиоактивность равной нулю), показали, что за это время должна была отвердеть масса железа, приблизительно равная всей массе внутреннего ядра. Поскольку нам не известна величина остаточной радиоактивности в нижней мантии, то любая из описанных моделей, как и сочетание их обеих, может обеспечить поддержание температурного градиента.

Интересно отметить еще одну особенность, видную на фиг. 7, где показано и адиабатическое распределение температуры в мантии. В нижней трети мантии кривая солидуса, в сущности, совпадает с рассчитанной нами адиабатой. Это означает, что ячейки конвективных течений, возникающих за счет разности плотностей, могут охватывать лишь верхнюю часть мантии, но не ее глубинную область.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Anderson O. L.*, The use of ultrasonic measurements under modest pressure to estimate compression at high pressures, *J. Phys. Chem. Solids*, **27**, pp. 547—565, 1966.
2. *Birch F.*, Elasticity and constitution of the earth's interior, *J. Geophys. Res.*, **57**, pp. 227—286, 1952.
3. *Birch F.*, Speculations on the earth's thermal history, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **76**, pp. 133—154, 1965.
4. *Clark S. P.*, Variation of density in the earth and the melting curve of the mantle, in: *Donnelly T. W.*, ed., *The Earth Sciences*, Univ. Chicago Press, Chicago, Ill., pp. 5—42, 1963.
5. *Davis B. T. C.*, *England J. L.*, The melting of forsterite up to 50 kilobars, 1956, *Geophys. Res.*, **69** (6), pp. 1113—1116, 1964.
6. *Gilvarry J. J.*, The Lindemann and Grüneisen laws, *Phys. Rev.*, **102**, pp. 308—316, 1956.
7. *Higgins G.*, *Kennedy G. C.*, The adiabatic gradient and the melting gradient in the core of the earth, *J. Geophys. Res.*, **76** (8), pp. 1870—1878, 1971.
8. *Ito K.*, *Kennedy G. C.*, Melting and phase relations in a natural peridotite to 40 kb., *Am. J. Sci.*, **265**, pp. 519—538, 1967.

9. *Kennedy G. C., Nordlie E.*, The genesis of diamond deposits, *Econ. Geol.*, **63**, pp. 495—503, 1968.
10. *Kennedy G. C., Vaidya S. N.*, The effect of pressure on the melting temperatures of solids, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 1019—1022, 1970.
11. *MacDonald G. J. F.*, Calculations of the thermal history of the earth, *J. Geophys. Res.*, **64** (11), pp. 1967—2000, 1959.
12. *MacDonald G. J. F.*, On internal constitution of the inner planets, *J. Geophys. Res.*, **67**, pp. 2945—2974, 1962.
13. *Newton R. C., Jayaraman A., Kennedy G. C.*, The fusion curves of the alkali metals up to 50 kilobars, *J. Geophys. Res.*, **67**, pp. 2559—2566, 1963.
14. *Press F.*, Earth models consistent with geophysical data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **3**, pp. 3—22, 1970.
15. *Strong H. M.*, Experimental fusion curve of iron to 96,000 atmospheres, *J. Geophys. Res.*, **64**, pp. 643—660, 1959.
16. *Whitefield G. G.*, A petrological and mineralogical Study of peridotite and eclogite Xenoliths from certain Kimberlite Pipes, Thesis, Rhodes Univ. Grahamstown, S. Afr., pp. 1—234, 1971.
17. *Williams D. W., Kennedy G. C.*, The melting curve of diopside to 50 kbars, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 4359—4366, 1969.
18. *Williams D. W., Kennedy G. C.*, The melting of jadeite to 60 kbars, *Am. J. Sci.*, **269**, pp. 481—488, 1970.

# ИЗУЧЕНИЕ ГЕОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ВЕРХНЕЙ МАНТИИ

У. Шмуккер, Я. Янковски

(Геофизический институт, Гёттингенский университет, ФРГ;  
Институт геофизики, Польская академия наук, Варшава)

Прогресс, достигнутый в последнее время в анализе и интерпретации данных по геомагнитной и магнитотеллурической индукции, привел к следующему разделению структуры коры и верхней мантии. Высокое удельное сопротивление ( $\geq 1000$  Ом·м), характерное для кристаллического основания, обычно прослеживается вниз, в верхнюю мантию. Однако в отдельных районах в коре и подкоровом слое имеются линзы и каналы с низким сопротивлением. Под материками удельное сопротивление обычно уменьшается примерно до 50 Ом·м на глубине около 100 км. Эта глубина, по-видимому, различна для разных районов и определенным образом связана с региональными изменениями теплового потока и сейсмических свойств.

Существует вторая, до сих пор не получившая объяснения зона высокого удельного сопротивления ( $> 100$  Ом·м). Ее верхняя граница находится предположительно на глубине 200 км. На глубине 400—600 км происходит резкий спад до удельного сопротивления 1—2 Ом·м; дальше, в нижней части верхней мантии отмечается только умеренное уменьшение удельного сопротивления.

В теории геомагнитной индукции были достигнуты успехи благодаря введению методов решения одномерной обратной задачи и усовершенствованию методов численного анализа двумерных моделей.

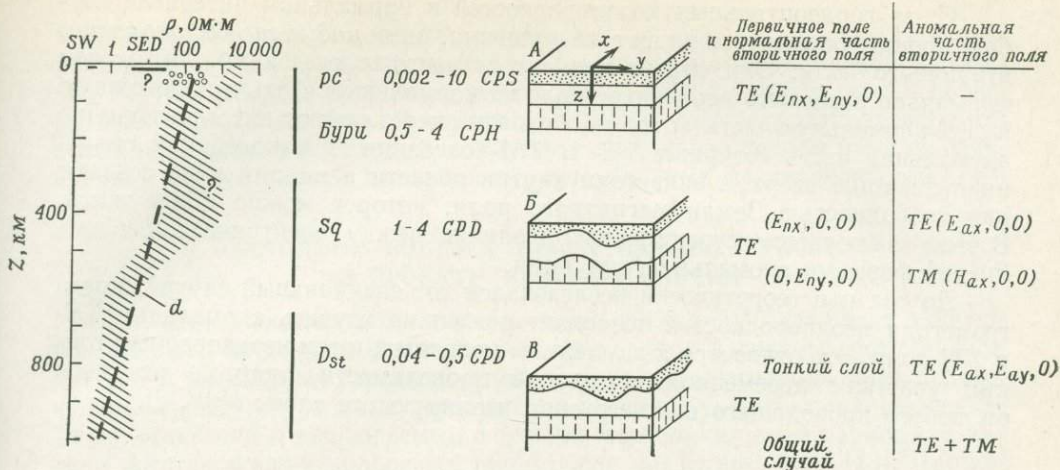
## ВВЕДЕНИЕ

Под геомагнитной индукцией мы понимаем индуктивную реакцию земной коры и верхней мантии на нестационарные колебания земного магнитного поля, в котором они ведут себя как электрические проводники. Физический параметр, который в связи с этим исследуется, — это удельная электропроводность  $\sigma$  или эквивалентная ей величина — удельное сопротивление  $\rho$ .

Из лабораторных опытов с образцами горных пород и минералов хорошо известно, что электропроводность — одно из наиболее термочувствительных свойств глубинного вещества в условиях верхней мантии. Глубинные зоны повышенной удельной электропроводности являются также зонами повышенных температур, и наоборот. В конечном счете это дало возможность оценить абсолютные внутренние температуры, исходя из данных об удельной проводимости и некоторой петрологической модели мантии.

Спектр естественных геомагнитных временных вариаций, доступный для изучения индукции, покрывает диапазон частот, отличающихся на несколько порядков, как показано на фиг. 1. Согласно общим законам электромагнитного скин-эффекта, глубина проникновения этих вариаций внутрь Земли возрастает с уменьшением их частоты от нескольких сотен метров до 1000 км. Это позволяет с помощью более или менее непрерывного «зондирования» определить зависимость проводимости от глубины.

Горизонтальная неоднородность удельной проводимости в области, захваченной колебаниями, делает неправомерным это простое одномерное приближение. Большое внимание при осуществлении Проекта верхней мантии было уделено трудностям, возникшим при анализе и интерпретации данных по геомагнитной индукции. Горизонтальная изменчивость удельной проводимости по современным представлениям схематически показана на фиг. 1.



Фиг. 1. Схематический разрез земной коры и верхней мантии, на котором показано удельное сопротивление в соответствии с современными данными о геомагнитной индукции.

Для сравнения приведена модель «d» Лахири и Прайса [36]. Показано также удельное сопротивление океанов (SW) и осадочных бассейнов (SED). Штриховкой отмечена имеющаяся неопределенность, а также возможный диапазон горизонтальной изменчивости примерно до 400 км. Дискуссионным является резкое понижение удельного сопротивления мантии на глубине примерно 100 км, которая совпадает с основанием литосферы, и (спорадическое) низкое удельное сопротивление нижней части коры. Вертикальной штриховкой отмечена глубина проникновения медленных и быстрых геомагнитных вариаций различных типов. CPS, СРН, СРД — количество циклов в 1 с, в 1 ч, в 1 день соответственно.

Фиг. 2. Слоистая модель удельного сопротивления для одномерной (A), двумерной (B) и трехмерной (B') интерпретации данных геомагнитных вариаций.

TE — тангенциальные электрические колебания; TM — тангенциальные магнитные колебания.

## ОСНОВЫ ГЕОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Геомагнитные вариации могут быть представлены переменным магнитным вектором  $\mathbf{H}$  медленно колеблющегося электромагнитного поля, первичные источники которого находятся в верхних слоях атмосферы. При этом в проводящих слоях твердой Земли и в океанах индуцируются вихревые токи и добавляется вторичное поле от внутренних источников. Его отношение к первичному полю определяет степень индуктивной реакции. Электродвижущую силу вихревых токов можно представить вектором электрического поля  $\mathbf{E}$ . Термин «медленно колеблющееся» будет указывать, что мы имеем дело скорее с квазистационарным проникновением поля через проводящее вещество, чем с распространением волн. На это различие следует обращать внимание при употреблении терминов, описывающих характер распространения электромагнитных волн. Мы будем считать, что единственной существенной константой, связывающей  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$  в Земле, согласно уравнениям Максвелла, является удельная проводимость  $\sigma$ .

Считая поверхность Земли главной границей между проводящим и непроводящим веществом, мы раскладываем поле на составляющие двух видов. В тангенциальной электрической TE-форме колебаний вектор  $\mathbf{E}$  (поток индуцированных токов) параллелен поверхности Земли независимо от того, принимаем ли мы ее плоской или сферической. В тангенциальной магнитной TM-форме то же принимается для вектора  $\mathbf{H}$ . При изучении геомагнитной индукции предполагалось, что TE-форма первична [22]. Далее, в тех районах, где индуктивная реакция земной коры и мантии аналогична реакции горизонтально однородного проводника, вторичное поле тоже является TE-полем. Никакие горизонтальные изменения удельной проводимости не допускаются внутри областей, горизонтальные размеры которых сравнимы с глубиной проникновения колебаний на этом участке. Такую ситуацию мы будем называть нормальной (и обозначать буквой «п»).

Из-за горизонтальных неоднородностей в нормальном интервале глин проникновения возникают возмущения, или *индуктивные аномалии*, вторичного поля. Они сильно зависят от частоты колебаний. Мы можем формально разделить переменное поле на нормальную часть и наложенную на нее аномальную часть (которую обозначим через «а»); отметим, что обычно аномальная часть содержит *ТЕ*- и *ТМ*-колебания. *ТМ*-колебания объясняют текущие вверх и вниз токи внутри области аномалии и не создают над поверхностью Земли магнитного поля, которое можно обнаружить. В этом заключается существенное различие между электрической и магнитной формами аномальной индукции.

До сих пор теоретически исследовался тот специальный случай, когда геометрия неоднородностей позволяет отдельно изучать аномальные *ТЕ*- и *ТМ*-поля. Это относится к двумерным моделям и к тем неоднородным тонким участкам переменной суммарной проводимости, которые отделены от любого проводящего нижнего слоя изолирующим слоем (фиг. 2).

### ФУНКЦИИ ИНДУКТИВНОЙ РЕАКЦИИ

Предполагая, что колебания поля периодичны, мы можем выразить индуктивную реакцию в виде комплексных передаточных функций между их спектрами Фурье в частотной области. Индуктивную реакцию  $s$  определять различными способами. В *методе магнитных потенциалов* наблюдаемое над Землей магнитное поле задается скалярным потенциалом  $U$ . Если наблюдения проводятся на достаточно большой площади, то потенциал может быть разложен на две части: внешнего и внутреннего происхождения. Их отношение определяет величину  $s$ .

Реакция, измеренная методом *магнитотеллурического МТ-зондирования*, представляет собой импеданс  $Z$  неразделенного общего поверхностного поля; он определяется как тензор взаимосвязей между тангенциальными компонентами электрического и магнитного полей:

$$E_k = \sum_l Z_{kl} H_l, \quad k, l = 1, 2. \quad (1)$$

Индексами 1 и 2 обозначены ортогональные координаты, касательные к земной поверхности. Через модули элементов этого тензора часто выражают величину кажущегося удельного сопротивления:

$$\rho_{kl} = |Z_{kl}|^2 / (\omega \mu_0), \quad (2)$$

которое в одномерном случае, рассмотренном Каньяром, по своей природе связано с истинным внутренним (глубинным) удельным сопротивлением [9]. В других случаях это преобразование может оказаться совершенно формальным. В третьем методе измерения индуктивной реакции используются соотношения между амплитудами и фазами колебаний вертикальной  $H_z$  и тангенциальной компонент магнитного поля. Получаемая величина тесно связана с первым из упомянутых отношений внутренней и внешней частей поля. Однако в этом методе обычно рассматривается только аномальная часть  $H_z$ , и на нем основывается *глубинное геомагнитное зондирование* — *ГГЗ*. Поэтому, исключая «нормальную» для рассматриваемого района часть поля  $H_z$ , получаем

$$H_{az} = \sum_{l=1}^2 W_l H_{nl}. \quad (3)$$

Передаточные функции  $W_1$  и  $W_2$  представляют собой ортогональные компоненты определенного таким образом *вектора геомагнитной индукции*  $\mathbf{W}$  [23, 59]. Так как они являются комплексными величинами, то мы получаем совпадающий по фазе и не совпадающий по фазе вектор, как показано на фиг. 8. Понятие индукционных векторов было введено Паркинсоном [45]

и Вайсом [78], чтобы показать ориентацию горизонтально изменяющегося вектора при максимальных вертикальных изменениях аномального поля.

Результаты всех трех измерений дополняют друг друга: можно проверить их согласованность. В случае *MT* и *ГГЗ* обычно предполагают, что общее поле квазиоднородно, т. е. глубина его проникновения мала по сравнению с относительной длиной его горизонтальных неоднородностей.

### СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА ПЕРЕД НАЧАЛОМ РАБОТ ПО ПРОЕКТУ ВЕРХНЕЙ МАНТИИ

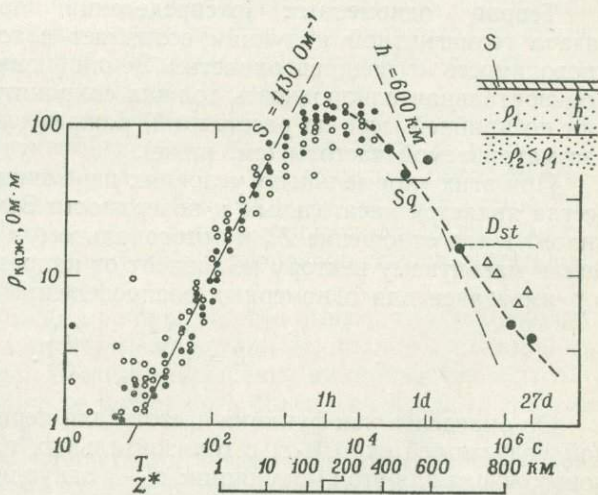
Изучение геомагнитной индукции началось более 50 лет назад в основном с работы Шустера и Чапмена. Они ввели метод магнитных потенциалов для полей глобальных вариаций и показали, что существенная часть первых четырех гармоник суточных *Sq*-вариаций имеет внутреннее происхождение. То же относится к наблюдаемым в течение нескольких дней вариациям *D<sub>st</sub>* фазы восстановления кольцевых токов после магнитных бурь [13]. Чапмен обнаружил, что отношение внутренней и внешней составляющих *Sq*-гармоник может быть хорошо объяснено при помощи двуслойной модели Земли, состоящей из непроводящей внешней оболочки толщиной 250 км и «сердцевины» с постоянным удельным сопротивлением 28 Ом·м. Было замечено, что удельное сопротивление пород вулканического происхождения при комнатной температуре обычно выше более чем на порядок.

Лахири и Прайс [36] построили усовершенствованные модели, чтобы объяснить одновременно данные о вариациях *Sq* и *D<sub>st</sub>*; они нашли необходимым добавить тонкий наружный слой некоторой проводимости *S* (*S* определяется как проинтегрированная по толщине проводимость этого слоя или оболочки). В порядке рабочей гипотезы они идентифицировали этот слой с Мировым океаном, но не исключали возможности того, что он представляет собой канал высокой проводимости внутри внешней непроводящей оболочки.

Модели «d» и «e» Лахири и Прайса (фиг. 1,3) указывают диапазон возможных распределений удельной проводимости, с помощью которых можно было одинаково хорошо объяснить имевшиеся тогда данные об индуктивной реакции. В модели «e» наружная оболочка под поверхностным слоем является непроводящей вплоть до глубины 600 км; в модели «d» проводимость экспоненциально возрастает с глубиной. Величина проводимости верхнего слоя равна 2000 Ом<sup>-1</sup> для модели «d» и 5100 Ом<sup>-1</sup> для модели «e».

Фиг. 3. Одномерная интерпретация эмпирических данных об индуктивной реакции с помощью простой трехслойной модели.

Маленькими светлыми и черными кружками отмечены значения кажущегося удельного сопротивления (скалярный импеданс) для двух ортогональных направлений, полученные с помощью локальных *ГГЗ*-съемок с быстрыми вариациями. Съемки производились в трех пунктах Среднерусской впадины [35]. Большими кружками и треугольниками обозначены величины кажущегося удельного сопротивления, которые были получены из глобального анализа медленных геомагнитных вариаций Чапменом ([13], величины *Sq* и первая величина *D<sub>st</sub>*), Бэнксом [5] и Бердичевским и др. ([7], треугольники). Восходящая ветвь кривой  $\rho_a$  хорошо объясняется наличием тонкого слоя осадочных пород конечной проводимости *S*, лежащего на основании с высоким сопротивлением. Нисходящая ветвь указывает на повсеместное наличие в верхней мантии слоя хорошей проводимости. Его глубина выбрана в соответствии с моделью «e» Лахири и Прайса. Шкала  $z^*$ , помещенная внизу, показывает возрастающую (взвешенную) глубину индуцированных токов (ср. фиг. 4).



Тихонов [68] и Каньяр [9], введя магнитотеллурический метод, заново открыли этот предмет исследования. Они показали, как получить данные индуктивной реакции с помощью *MT*-метода в локальных и региональных масштабах без разложения глобальных переменных полей. При таком подходе для глубинного зондирования можно использовать полный спектр естественных колебаний. Это было вскоре осуществлено. Оказалось, что горизонтальные неоднородности в близких к поверхности слоях сильно ограничивают возможную глубину *MT*-зондирования в противоположность методу геомагнитных потенциалов. Тем не менее они позволили точно определять проводимость *S* геологических формаций над кристаллическим фундаментом, имеющим наибольшее сопротивление; они указали также на возрастание проводимости на больших глубинах.

Примерно в то же время был сделан ряд попыток (особенно Рикитаке) распространить метод магнитных потенциалов на более быстрые и, следовательно, наименее глубоко проникающие колебания. В глобальном масштабе они потерпели неудачу, так как компоненты, обусловленные внутренними источниками, оказались несовместимыми с простой моделью многослойной Земли. В дальнейших исследованиях с близко расположенными магнитометрическими станциями было обнаружено, что магнитные вариации с периодами 1 час и меньше, особенно вертикальные компоненты, во многих районах значительно изменялись от места к месту. Можно было доказать, что они имеют внутреннее происхождение.

Первоначально считалось, что основная масса индуцированных на этих периодах токов течет глубоко в верхней мантии и только локальные зоны высокой подкоровой проводимости позволяют им подниматься на глубину до 50 км от поверхности земли. *MT*-зондирования показали, что общая проводимость континентальных поверхностных слоев выше, чем считалось ранее, и что значительная доля колебаний, приписываемых внутреннему источнику, могла быть обусловлена текущими у поверхности вихревыми токами. Таким образом, ввиду большой изменчивости поверхностной проводимости возникает вопрос — действительно ли связаны наблюдаемые аномалии с наличием в верхней мантии зон высокой и низкой проводимости? Таково было состояние вопроса к началу работ по Проекту верхней мантии в 1963 г.

### ПРОГРЕСС, ДОСТИГНУТЫЙ В ХОДЕ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ПРОЕКТА ВЕРХНЕЙ МАНТИИ

**Теория одномерных распределений проводимости.** Одномерная задача геомагнитной индукции возникает в том случае, когда удельная проводимость  $\sigma$  под поверхностью Земли меняется только с глубиной. Горизонтальная однородность должна сохраняться вокруг точки наблюдения по крайней мере до расстояний, равных глубине проникновения поля рассматриваемой частоты (см. ниже).

При этих «нормальных» условиях переменный электрический вектор  $E$  всегда является касательным к поверхности Земли (для полей с *TE*-источником) и его отношение  $Z_n$  к ортогональному касательному к поверхности Земли магнитному вектору не зависит от направления. Следовательно, тензор импеданса для одномерных распределений имеет вид

$$Z = \begin{pmatrix} 0 & Z_n \\ -Z_n & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Он определен как функция частоты для первичного поля с синусоидальной модуляцией  $\exp(ik \cdot r)$  в горизонтальных плоскостях;  $k$  — вектор волнового числа для этой модуляции;  $r$  — радиус-вектор [51, 75]. Если использовать сферическую модель Земли,  $Z_n$  определяется для сферической поверхностной гармоники, описывающей модуляцию поля на сферическом слое  $r = \text{const}$  (ср. [13], гл. 22; [66]). Эквивалент волнового числа для модуляции

поля у поверхности Земли  $r = a$  будет  $(n + 1)/a$ , где  $n$  — порядок гармоники. Непосредственной мерой глубины проникновения переменного поля является в обоих случаях индуктивная реакция

$$C_n = Z_n / (i\omega\mu_0), \quad (5)$$

имеющая размерность длины. Предельные значения  $Z_n$  и  $C_n$  для  $|kC_n|$  дают величину индуктивной реакции одномерной структуры на квазиоднородное поле [9]. В этом случае, рассмотренном Каньяром, действительная часть  $C_n$  является взвешенным средним значением глубины распределения индуцированного тока [77].

Вертикальная компонента магнитного поля и отношение  $s_n$  потенциалов внутренней и внешней частей поля для плоской модели Земли даются следующими соотношениями:

$$H_{nz} = iC_n \sum_{l=1}^{\infty} k_l H_{nl}, \quad (6)$$

$$s_n = (1 - kC_n) / (\alpha + kC_n), \quad (7)$$

$$k = (k_1, k_2), \quad k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2},$$

где вновь индексами 1 и 2 обозначены ортогональные координаты, касательные к земной поверхности;  $\alpha = 1$  для плоских проводников и  $\alpha = (n + 1)/n$  для сферических проводников. Величина кажущегося удельного сопротивления

$$\rho_a = |Z_n|^2 / (\omega\mu_0) \quad (8)$$

может быть, таким образом, получена через каждую из трех величин  $Z_n$ ,  $C_n$  или  $s_n$ .

Одномерная теория для неоднородных первичных полей развивалась в двух направлениях. Следуя ранней работе Прайса и Маддена, Хаттон [29] и Херманс и Пельтье [28] изучали зависимость величины реакции от волновых чисел, которыми обычно аппроксимируются поля экваториального и полярного электроджетов. Один из авторов [60] обобщил этот подход для случая двумерных первичных полей произвольной геометрии. С этой целью было произведено обратное преобразование Фурье мер реакции  $Z_n$ ,  $C_n$  или  $s_n$  из области волновых чисел в область горизонтального расстояния. В результате получается индуктивная реакция, как функция частоты и горизонтального расстояния; она определяет ширину области, в пределах которой геометрия поля источника и внутреннее распределение удельной проводимости влияют на индуктивную реакцию в центральной точке. Если геометрия поля источника не слишком неровная, то половина этой ширины может быть приблизительно представлена модулем длины реакции  $C_n$  из уравнения (5) для  $k = 0$ .

Центральной задачей одномерной теории является обратная задача: обратить данные об индуктивной реакции на поверхности в  $\sigma(z)$  — удельную проводимость как функцию глубины. Здесь хотелось бы отметить, что индуктивная реакция представляет собой результат процесса типа диффузии. Таким образом, для отдельной частоты или волнового числа это есть неявная функция от  $\sigma(z)$  на значительном диапазоне глубин, формально — от поверхности до центра Земли.

В результате этого функции реакции всегда бывают гладкими функциями частоты (или волнового числа), даже когда  $\sigma(z)$  является сложной и разрывной функцией глубины. Поэтому обращение эмпирических естественно неполных данных о реакции не может дать более чем средние значения  $\sigma$  на некоторых интервалах  $z$ .

На ранней стадии интерпретации рассматривались простые модели, которые определяются двумя или тремя параметрами. Они были подобраны таким образом, чтобы получить наилучшее согласование между теоретической и наблюдаемой индуктивной реакциями. На фиг. 3 показана типичная

и часто употребляемая двухпараметрическая модель: тонкий поверхностный слой с проводимостью  $S$ , непроводящий промежуточный слой толщиной  $h$  и абсолютно проводящее основание. Предполагая первичное поле квазиоднородным, получим

$$C_n = h/(1 + i\eta_s)$$

с  $\eta_s = \omega\mu_0 h S$ . Из выражения для  $\rho_a$  (уравнение (8)) следует, что

$$\frac{\delta\rho_a}{\delta\omega} = \mu_0 h^2, \quad \eta_s \ll 1,$$

$$\frac{\delta\rho_a}{\delta T} (2\pi\mu_0 S^2)^{-1}, \quad \eta_s \gg 1,$$

где  $T = 2\pi/\omega$  — период колебаний. Параметры  $S$  и  $h$  могут быть найдены независимо один от другого из наклона эмпирических кривых при условии, что они дают линейные зависимости:  $\rho_a$  от  $T$  при высоких частотах и  $\rho_a$  от  $\omega$  при низких частотах (фиг. 3).

Такие простые модели оказались очень полезными для первоначальной ориентации. Но с появлением более точных данных об индуктивной реакции, полученных усовершенствованными методами анализа и для более широкой частотной области, стало неизбежным развитие более точных методов. Они могут быть классифицированы как итеративные методы и методы прямого обращения.

Итеративные методы заключаются прежде всего в выборе подходящего первого приближения для  $\sigma(z)$ . Затем оно изменяется до тех пор, пока наблюдаемые величины не станут возможно более близкими к рассчитанным теоретическим согласно принятому критерию «наилучшего соответствия». Обычно минимизируется среднеквадратичное отклонение наблюдений и расчетов для всех рассматриваемых частот.

В большинстве методов принята многослойная модель Земли и используются программы поиска в многомерном параметрическом пространстве [81, 41, 47, 2, 20]. Паркер [44] воспользовался методом обращения Баккуса — Гилберта; метод основан на гипотезе, согласно которой реакция линейно зависит от возмущений исходной модели. Паркер показал, как неполнота эмпирических данных ограничивает разрешающую способность любой процедуры обращения.

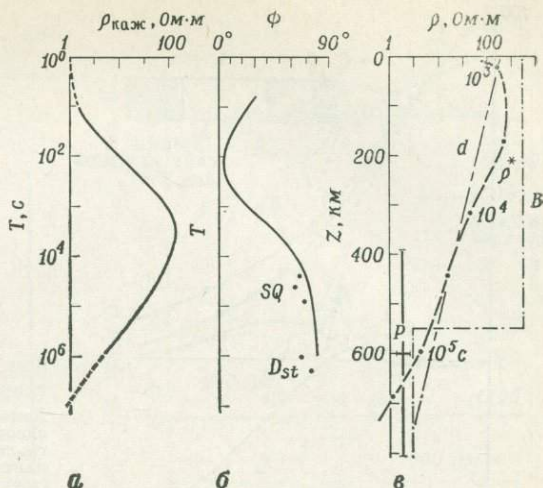
Присущая итеративному подходу трудность, а именно нахождение первого приближения, достаточно близкого к истинному, преодолевается следующим образом. Действительная часть  $C_n$  как функция частоты определяет глубину  $z^*(\omega)$ ; удвоенная же мнимая часть  $C_n$  определяет глубину скин-эффекта  $p^*(\omega)$  для среды с модифицированным кажущимся удельным сопротивлением  $\rho^*(\omega) = (p^*)^2 \omega \mu_0 / 2$ .

Более подробно эти определения объяснены в работе [59]. Комплексную функцию реакции  $C_n$  можно, таким образом, преобразовать в функцию распределения модифицированного кажущегося удельного сопротивления (фиг. 4). Пусть  $C_n$  — теоретическая реакция для этого распределения. Как показывает опыт работы с разнообразными моделями, разность  $|C_n - C_n^*|$  едва превышает 10% от  $C_n$  для любой частоты внутри рассматриваемой области. Это дает основание рассматривать  $\rho^*(z^*)$  как удобное первое приближение для итеративного метода.

Значительно продвинулось в последние годы решение обратной задачи путем непосредственной инверсии данных в разрез, не зависящей от первого приближения и критериев «наилучшего соответствия». (По сути эти критерии используются при сглаживании наблюдений. — *Ред.*) Следуя ранним работам Экардта [21], Зиберта [65], Тихонова [68] и Четаева [14], Бейли [4] и Вейделт [77] смогли исключить теоретически возможность того, что два различных распределения  $\sigma(z)$  имеют одинаковую реакцию при всех частотах для постоянного волнового числа и наоборот. Это доказывает, что одномерная обратная задача имеет единственное решение. Эти же авторы разра-

Фиг. 4. Детальная интерпретация данных об индуктивной реакции, представленных на фиг. 3.

*a* — сглаженная кривая зависимости кажущегося удельного сопротивления от периода. *b* — теоретическая фаза импеданса, полученная из  $\rho_a(T)$ , и ее эмпирические оценки (точки) по [13, 5]. *в* — модифицированная кривая зависимости кажущегося удельного сопротивления от глубины  $\rho^*(z^*)$ , полученная из  $\rho_a(T)$  и  $\phi(T)$  для аппроксимации действительного внутреннего распределения удельного сопротивления. *d* — модель «d» Лахири и Прайса [36]; *B* — трехслойная модель Бердичевского и др. [7]; *P* — оценка Паркера [44] удельного сопротивления для глубины 600 км по данным Бэнкса о  $D_{st}$ ; черточками указан разброс при точности исходных данных 20%.



ботали численные методы инверсии. Третье доказательство единственности было дано Джонсоном и Смайли [32].

Методы непосредственной инверсии базируются на аналитических свойствах функций реакции в плоскости комплексных частот. Эти свойства накладывают некоторые ограничения на индуктивную реакцию, и их можно использовать для того, чтобы проверить, допускают ли эмпирические данные одномерное обращение. Одно из них является дисперсионным отношением, связывающим модуль и аргумент  $Z_n(\omega)$  (фиг. 4). Другие ограничивают величину производных по частоте и, таким образом, обеспечивают некоторую гладкость индуктивной реакции, как функции частот [77].

Эти новые методы были опробованы более или менее успешно на «чистых» данных, т. е. на теоретически вычисленных значениях реакции для заданного распределения  $\sigma(z)$ . Однако их опробование на эмпирических данных во многих случаях давало неустойчивое решение; это, без сомнения, объясняется несовершенством данных.

Поэтому задачу следовало бы пересмотреть для случая, когда некоторые величины реакции заданы дискретно в ограниченном интервале частот. Экспериментальные погрешности сглаживаются с учетом теоретических свойств реакции. Таким образом, можно было бы получить среднее значение  $\sigma$  для ряда интервалов глубин; их ширина, как функция глубины, выбирается в соответствии с шириной имеющейся частотной области и стремится к нулю, когда диапазон частот становится бесконечным<sup>1</sup>.

#### Теория двумерных и трехмерных распределений проводимости.

Успехи в теоретической трактовке горизонтальной неоднородности будут представлены в два этапа. Первичное поле считается квазиоднородным, если не оговорено противное.

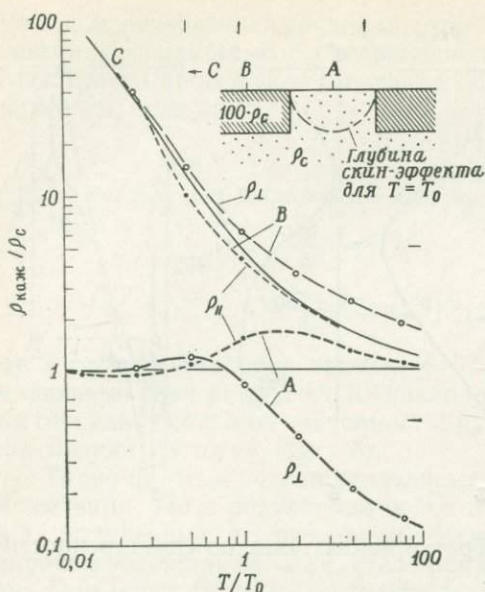
Будем считать проводимость  $\sigma$  функцией глубины  $z$  и одной из горизонтальных координат в нижнем полупространстве ( $z > 0$ ). Чтобы ограничить неоднородную область, положим

$$\sigma(y, z) = \sigma_n(z) + \sigma_a(y, z)$$

и примем  $\sigma_a = 0$  для  $y < -\lambda$  и  $\sigma_n(z)$  (или 0) для  $y > \lambda$ . Если  $\lambda = 0$ , мы получим задачу, которая исследовалась различными авторами с привлечением аналитических и численных методов [17, 67, 33].

Хорошо известно, что аномалия индуктивной реакции, вызванная  $\sigma_a$ , зависит от ориентации нормального **E**-вектора в горизонтальной плоскости

<sup>1</sup> Эта схема строго верна лишь для системы однородных слоев. Вопрос, какие свойства  $\sigma(z)$  можно найти по дискретному набору данных, по-видимому, в общем случае не решен.— Прим ред.



Фиг. 5. Теоретические кривые индуктивной реакции для двумерной модели. Демонстрируют влияние горизонтальных неоднородностей на кажущееся удельное сопротивление. Наблюдатель, находящийся наверху плиты с низким удельным сопротивлением (точка А), используя одномерную интерпретацию этих кривых, ошибочно получил бы слой высокого удельного сопротивления на средней глубине в случае  $E$ -поляризации ( $\rho_{\parallel}$ ) и очень хорошо проводящее основание в случае  $H$ -поляризации ( $\rho_{\perp}$ ).

(фиг. 2). В случае  $E$ -поляризации,  $\mathbf{E}_n = (E_{nx}, 0, 0)$ , наличие  $\sigma_a$  вызывает перераспределение индуцированных токов, текущих параллельно оси  $x$ . На поверхности земли мы наблюдаем переменное отношение  $Z_{\parallel} = E_x/H_y$  и аномальное магнитное поле  $\mathbf{H}_a = (0, H_{ay}, H_{az})$ . Отношение  $H_{az}/H_y$  или, вернее, отношение  $H_{az}/H_{ny}$  определяет  $y$ -компоненту действительной и мнимой частей вектора индукции  $\mathbf{W}$ .

В случае  $H$ -поляризации,  $\mathbf{E}_n = (0, E_{ny}, 0)$ ,  $\sigma_a$  вызывает петлеобразные токи в плоскости  $(y, z)$ , которые, как аномальные  $TM$ -колебания, наложены на нормальный поток, текущий в направлении  $y$ . На поверхности земли наблюдается другое отношение  $Z_{\perp} = -E_y/H_x$  и нет аномального магнитного поля, которое, как  $TM$ -колебание, ограничено проводящей средой под поверхностью. Поэтому  $x$ -компонента вектора  $\mathbf{W}$  равна нулю. Это означает, что тензор импеданса для двумерных аномалий имеет нулевые диагональные элементы

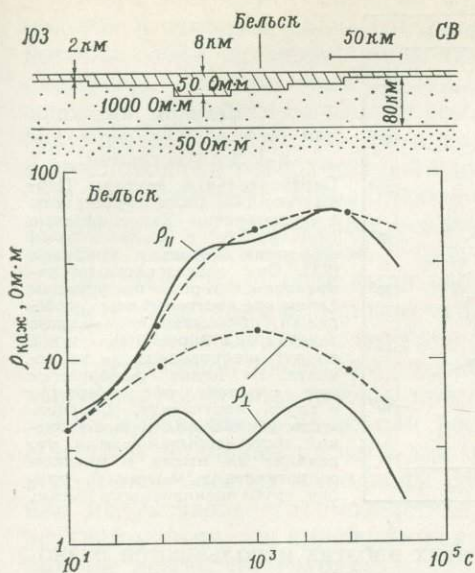
$$Z = \begin{pmatrix} 0 & Z_{\parallel} \\ -Z_{\perp} & 0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

и что действительный и мнимый векторы индукции везде ориентированы перпендикулярно простиранию аномалии.

Реальные структуры никогда не бывают в точности двумерными, но могут быть более или менее вытянуты в каком-нибудь одном горизонтальном направлении. Для такого случая были разработаны различные методы минимизации диагональных элементов тензора импеданса, полученного из  $MT$ -наблюдений; они основаны на повороте осей координат  $(y, z)$  [67].

Модули получающихся недиагональных элементов обычно преобразовывают в кажущиеся удельные сопротивления  $\rho_{\parallel}$  и  $\rho_{\perp}$ .  $\rho_{\parallel}$  больше  $\rho_{\perp}$ , когда аномальная проводимость больше нормальной и наоборот (см. ниже).

Одномерная интерпретация кривых  $\rho_{\parallel}(\omega)$  или  $\rho_{\perp}(\omega)$  может привести к грубым ошибкам, особенно в случае  $\rho_{\perp}$ , что иллюстрируется следующим примером. Предположим, что однородное полупространство перекрывается верхним слоем толщиной  $\lambda$  с большим сопротивлением за исключением площадки шириной  $2\lambda$  (фиг. 5). Определим опорный период  $T = T_0$ , для которого величина глубины проникновения в полупространство равна  $\lambda$ . Для коротких периодов ( $T \ll T_0$ ) кривые  $\rho_{\perp}$  и  $\rho_{\parallel}$  сливаются с такими же кривыми для одномерного разреза под рассматриваемой точкой поверхности.



Фиг. 6. Двумерная интерпретация тензора эмпирического импеданса с нулевыми диагональными элементами, проведенная Янковски [31] на основании данных магнитотеллурических наблюдений в Бельске, в осадочном бассейне средней Польши (сплошные кривые).

Теоретическая величина реакции в случае  $E$ - и  $H$ -поляризации (пунктирные кривые) вычислена для трехслойной модели, изображенной сверху. Толщина осадков выбрана в соответствии с сейсмическими наблюдениями. Приемлемое согласование между эмпирическими и теоретическими кривыми  $\rho_{\parallel}$  может быть достигнуто, если принять, что переход от низкой к высокой удельной проводимости в мантии происходит на глубине 80 км. Остающееся расхождение в случае  $H$ -поляризации ( $\rho_{\perp}$ ) возникает из-за неуточненных горизонтальных изменений проводимости внутри осадочных отложений.

Фиг. 7. Удельное сопротивление в разрезе, проходящем через фронт Скалистых гор на юго-западе США.

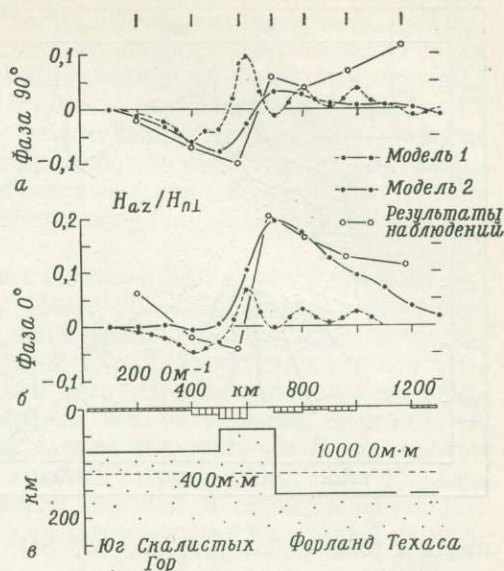
$a, b$  — индукционные аномалии вертикальных составляющих магнитных вариаций с периодом в 1 ч [59]. Теоретические отклонения получены для двумерных моделей, показанных внизу. Изменение проводимости верхнего слоя соответствует изменяющейся толщине осадочных пород вдоль разреза. Глубина расположения хорошо проводящего слоя в верхней мантии постоянная в модели 1 и переменная в модели 2. Модель 1 несовместима с наблюдаемой аномалией, которая указывает на глубоко расположенный источник. На модели 2 представлен один возможный переход от области низкого удельного сопротивления под южной частью Скалистых гор к области высокого сопротивления под Форландом Техаса с локальным повышением в месте сочленения двух тектонических регионов (рифтовый пояс Рио-Гранде).

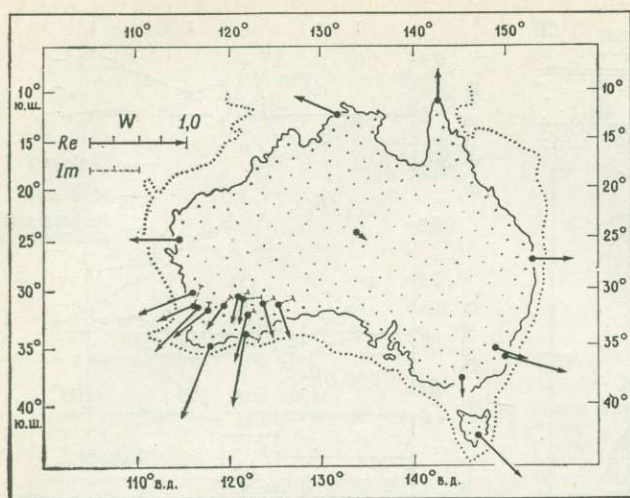
То же справедливо для  $\rho_{\parallel}$  при длинных периодах  $T \gg T_0$ , когда глубина проникновения велика по сравнению с шириной горизонтальной неоднородности.

Однако кривая зондирования  $\rho_{\perp}(\omega)$  по мере увеличения периода  $T$  все более и более определяется контрастом между удельной проводимостью площадки и верхнего слоя. Это просто следствие условия непрерывности плотности тока  $\sigma E_y$  у вертикальных границ прямо под поверхностью. Следовательно,  $\rho_{\perp}$  не имеет никакого отношения к истинной величине внутреннего удельного сопротивления для тех частот, для которых кривые реакции при  $E$ - и  $H$ -поляризации расходятся.

Адекватная двумерная интерпретация эмпирических данных пока еще только начинает развиваться и опирается на методы перебора, где выбор моделей в различной степени произволен. На фиг. 6 и 7 приведены соответствующие примеры.

Существующие численные методы позволяют находить взаимосвязанные функции аномальной реакции  $Z_{\parallel}$ ,  $Z_{\perp}$  и  $W_{\parallel}$  для любой заданной двумерной модели  $\sigma(y, z)$ . Предполагается, что первичное поле неоднородно только в направлении  $y$ . Основные принципы этих методов разработаны Мадденом и его коллегами [38]. Полезную информацию о численных методах можно





Фиг. 8. Векторы индукции для вариаций с периодом в 1 ч в Австралии.

Первоначальные векторы Паркинсона [45] были пересчитаны и представлены как синфазные (Re) вместе с аналогичными векторами Эверетта и Хиндмана [23]. Они последовательно направлены к хорошо проводящим слоям вне австралийского побережья, показывая направление течения индуцированных токов вокруг «непроводящего» континента. Их длина уменьшается при переходе от побережья в глубь континента. Скорость этого уменьшения в юго-западной части необычайно мала, что наводит на мысль о высоком сопротивлении мантии до глубин, грубо оцениваемых в 250 км.

найти в ряде работ [47, 80, 33, 34]. В этих работах используются разностные схемы для решения основного уравнения диффузии; возможны и другие методы [72].

Аналитическое решение возможно лишь для исключительно простых моделей. Кроме упомянутой выше, можно привести следующие: контакт двух плит [76, 43, 70], двуслойные модели с волнообразными поверхностями раздела [43] и модели с непрерывным горизонтальным изменением  $\sigma$  [39].

Обратная задача для горизонтально неоднородной Земли может и не иметь единственного решения. Ее можно поставить следующим образом. Дан нормальный одномерный разрез  $\sigma'(z)$  для  $y < -\lambda$ . Требуется определить аномалию удельной проводимости  $\sigma_a(y, z)$  из аномальных функций реакции  $Z_{||}$ ,  $Z_{\perp}$  или  $W_{||}$ , зависящих от частоты и расстояния. Эта задача может быть решена по данным для одной частоты, когда горизонтальная неоднородность сводится к тонкому поверхностному слою переменной проводимости  $S(y)$  [61]. Если использовать различные частоты и наложить некоторые ограничения на  $S(y)$  из геологических соображений, то область приемлемых глубинных разрезов будет достаточно узкой и ее можно будет оценивать.

Когда аномальная часть проводимости трехмерна:

$$\sigma(x, y, z) = \sigma_n(z) + \sigma_a(x, y, z),$$

возникают новые трудности, так как аномальные  $TM$ - и  $TE$ -колебания нельзя теперь разделить специальным выбором координат; случай радиальной симметрии исключается. Тензор импедансов и вектор индукции теперь не обладают симметрией и имеют общий вид

$$Z = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix}, \quad W = (W_1, W_2).$$

В частности, отметим, что ориентация действительного и мнимого векторов индукции в заданной точке может быть различна и может зависеть от частоты. Основное правило гласит, что синфазные векторы направлены (в том смысле, в каком понимал ориентацию Паркинсон) в сторону аномальных зон с повышенной проводимостью и наоборот. Пример показан на фиг. 8.

Расчеты трехмерных моделей еще не осуществимы в полной общности. Важные направления в решении этой задачи разработаны Трейманом [70]. Физическое моделирование дает другую возможность для изучения индукционных аномалий над сложными структурами [19, 37].

Мы можем обойти основную трудность существенно трехмерного случая, полагая, что горизонтальные неоднородности ограничиваются тонким поверхностным слоем переменной проводимости  $S(x, y)$  (фиг. 2). Ниже лежит среда с одномерным  $\sigma(z)$  и очень высоким сопротивлением верхнего слоя, который считается абсолютным изолятором. При этом аномальные ТМ-колебания будут подавлены, потому что никакие вертикальные токи не смогут войти в неоднородный поверхностный слой или покинуть его. Это позволяет рассматривать первичные поля любой заданной неоднородности и даже сферические модели, содержащие неоднородную оболочку и радиально симметричное проводящее «ядро».

Модели такого рода были введены Прайсом [50] в основном с целью изучения индукции в Мировом океане. Ашур [3], Досс и Ашур [18] смогли найти на их основе аналитическое решение для индукции в круглом диске, полусферической оболочке и в бесконечной полосе. Рикитаке и его коллеги, используя численные методы, применили метод Прайса с включением абсолютно проводящего ядра; они рассмотрели весьма сложные модели [54]. Наиболее детальные расчеты для определения индукции по Sq-вариациям в реальных океанах выполнены Буллардом и Паркером [8]. Для объяснения индуктивного взаимодействия между океаном и проводящей частью верхней мантии они включили как первое приближение идеальный проводник на некоторой глубине.

**Глобальные исследования.** Наиболее медленными временными вариациями, которые учитывали Лахири и Прайс [36], были вариации  $D_{st}$  фазы восстановления после магнитных бурь. Их постоянная времени равна нескольким дням, а глубина проникновения составляет примерно 600 км. Мак-Доналд [40] сделал попытку условно распространить модель «d» Лахири и Прайса вниз, до границы ядра, оценивая направленную вверх диффузию вековых вариаций с постоянной времени примерно в 100 лет. Их индуктивное затухание происходит преимущественно в нижней мантии, накладывая, таким образом, верхний предел на допустимое среднее значение ее удельной проводимости.

Этот пробел в спектре данных о геомагнитной индукции привел к значительной неопределенности в вопросе о распределении удельной проводимости между глубинами, скажем, 600—1000 км. Недавние исследования активности магнитных бурь сверхдлинной периодичности [21, 16, 5,7] позволили частично восполнить этот пробел.

Эта периодичность возникает от модуляции магнитной активности, вызванной вращением Солнца и обращением Земли вокруг Солнца. Ее основные периоды равны 27 дням и одному году. Для определения соответствующей индуктивной реакции необходим спектральный анализ очень длинных временных рядов, охватывающих многие годы; это сделано пока только для данных нескольких избранных обсерваторий. Не делалось никаких попыток провести систематический спектральный анализ в глобальном масштабе. Вместо этого индуктивная реакция, как функция периода, определялась из отношения спектров вертикальной и меридиональной компонент в отдельной точке.

Для этого требуется выполнение двух условий (ср. уравнение (6)):

1. Сверхдлинные периоды (за исключением годового периода) возникают из модулированного кольцевого тока  $D_{st}$  в геомагнитной экваториальной плоскости, который создает однородное поле, параллельное оси диполя.

2. Земля является сферически симметричным проводником глубже 600 км. Оба предположения были проверены на материалах различных обсерваторий и признаны правильными. Следует, в частности, отметить, что Граф [26] получил почти идентичное отношение внутренней и внешней составляющих сглаженного  $D_{st}$ -поля по данным, полученным в обсерваториях на океанических островах (Самоа), в центре континента (Фюрстенфельдбрук) и вблизи береговой линии (Какиока). Его среднее отношение, равное 0,32

для квазипериода в 10 дней, дает с  $n = 1$  величину кажущегося удельного сопротивления  $6,8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$  (см. уравнения (7) и (8)). Модули, полученные Бэнксом для периодов 13,5 и 27 дней, дают  $\rho_a$ , равное 4,7 и 3,7 соответственно, что хорошо согласуется со значениями Бердичевского и его коллег (фиг. 3).

Бэнкс включил в свой анализ также непрерывный спектр геомагнитных колебаний от периода в 4 дня до полугодового пика, предположив, что эти колебания вызываются одним и тем же механизмом. Получены согласующиеся между собой значения реакции, которые в пределах погрешности были проинтерпретированы следующим образом [5, 44]. Среднее удельное сопротивление на глубинах  $600 \pm 200 \text{ км}$  заключено между 1 и 2  $\text{Ом} \cdot \text{м}$ . Оценки для других глубин менее определены, но кажется маловероятным, чтобы между 600 и 1000 км удельное сопротивление было значительно ниже 1  $\text{Ом} \cdot \text{м}$ . Это согласуется с трехслойной моделью, которую Бердичевский и его коллеги приняли для интерпретации своих данных (фиг. 4).

Эти исследования не уменьшили большой неопределенности в среднем удельном сопротивлении в самой верхней части мантии. Могло бы показаться естественным объединить эти новые данные о  $D_{st}$ -реакции с аналогичными данными для суточных Sq-гармоник, полученными с помощью детального глобального анализа. Но здесь возникают принципиальные трудности: Прайс и Уилкинс [52] разделяли Sq-поля на составляющие внутреннего и внешнего происхождения, используя особые интегральные методы, не опирающиеся на разложение в сферические гармоники. Они обнаружили, кроме других сложностей, систематическое различие составляющих внутреннего происхождения для южного и северного полушарий, которое они предположительно приписали различному распределению суши и воды.

Сейчас уже ясно, что региональные изменения составляющей внутреннего происхождения Sq-системы возникают не только за счет контраста в удельной проводимости морской воды и пород на суше, но и за счет других горизонтальных неоднородностей в диапазоне глубин проникновения [24, 59]. Следовательно, индуктивная реакция, полученная из глобального анализа для определенной сферической гармоники Sq-поля, может быть нехарактерной ни для Земли в целом, ни для какой-либо ее части.

**Региональные исследования.** Данные индуктивной реакции для Sq-вариаций, несмотря на некоторую их региональную изменчивость, ограничивают сверху допустимые средние значения удельного сопротивления в верхних 400 км мантии. Это определяется наличием у Sq-вариаций существенной вертикальной магнитной компоненты во всех местах, которые не слишком отдалены от центров завихрений Sq-токов в средних широтах. Тем самым, согласно уравнению (6), глубина их проникновения не является пренебрежимо малой по сравнению с обратным волновым числом  $k^{-1} = a / (n + 1)$  глобального Sq-поля ( $a$  — радиус Земли;  $n \leq 5$ ); ее величина составляет, следовательно, несколько сотен километров.

В этом смысле мы можем считать модель «d» Лахири и Прайса (фиг. 1) границей распределения проводимостей при рассмотрении данных о реакции для более или менее глубоко проникающих вариаций. Эти ограничения относятся только к верхней мантии под континентами, поскольку в настоящее время ничего не известно о вертикальной магнитной Sq-амплитуде в больших океанических бассейнах.

Индуктивная реакция для быстрых флуктуаций с периодами в один час и меньше близка к реакции на квазиоднородное первичное поле в предельном каньяровском случае, за исключением зон приэкваториального и приполярного электроджетов. Следовательно, непосредственная информация об изменении удельного сопротивления с глубиной может быть получена только с помощью магнитотеллурических (МТ) наблюдений. Другие, но лишь косвенные возможности открывают индукционные аномалии, которые вызываются известным контрастом удельной проводимости вблизи поверхности земли. С другой стороны, горизонтальные изменения удельного

сопротивления наиболее отчетливо распознаются с помощью ГГЗ-съемок, когда прослеживают аномалии вертикальных магнитных вариаций. Последние очень малы на средних широтах при нормальных условиях, потому что любая вертикальная компонента первичного магнитного поля почти погашается противоположной вертикальной компонентой вторичного поля.

Кривая *MT*-зондирования на фиг. 3 получена по данным наблюдений в одном из исключительных мест, где поверхностная горизонтальная однородность обеспечивает независимый от направления импеданс. Обычно тангенциальные компоненты электрического и магнитного векторов как функций частоты и точки положения связаны сложным тензорным отношением.

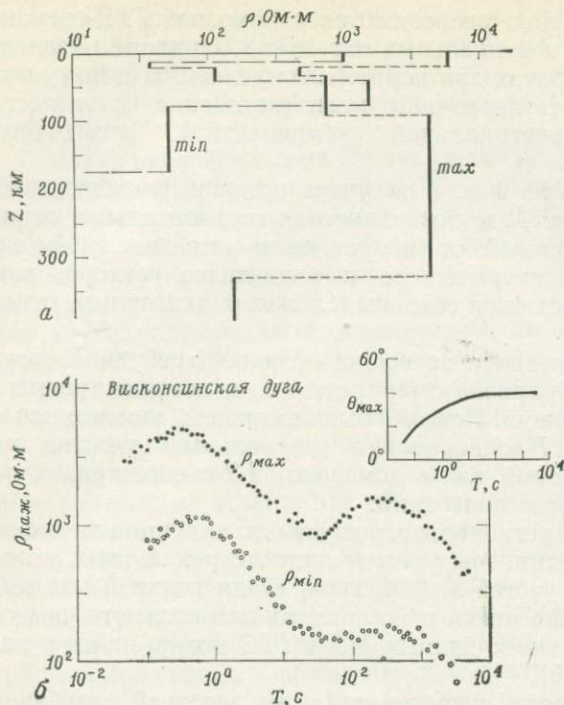
Получающийся тензор импеданса не всегда обладает требуемой регулярностью для оправдания двумерной интерпретации, а истинно трехмерная интерпретация еще невозможна. Поэтому были затрачены значительные усилия, чтобы выбрать для *MT*-зондирования «нормальные» участки на основе геологических соображений или с помощью ГГЗ-съемок при отсутствии аномальных вертикальных колебаний.

Подведем итог результатов регионального изучения индукции за время работ по Проекту верхней мантии. Мы укажем лишь те результаты, которые применимы для глубоких частей земной коры и для верхней мантии. Дальнейшую информацию можно найти в материалах специального симпозиума [56]. Значительное количество данных *MT* и ГГЗ можно найти в работах Вайса [79] и Фурнье [25].

**Участки низкого удельного сопротивления на средней глубине.** Модели удельного сопротивления для самых верхних слоев мантии были улучшены за счет двух источников информации. Данные магнитотеллурического зондирования в областях с достаточно высоким поверхностным удельным сопротивлением показывают, что основное уменьшение удельного сопротивления в мантии происходит на глубине от 60 до 120 км. Мы ожидаем, что на этой глубине, совпадающей с основанием литосферы, сопротивление падает от 1000 Ом·м или более до примерно 50 Ом·м. Это низкое значение было бы, однако, несовместимо с данными о *Sq*-вариациях, если бы оно не охватывало интервал глубин примерно в 100 км. Следовательно, мы должны предположить наличие в мантии второго слоя с высоким удельным сопротивлением на глубинах от 200 до, самое меньшее, 400 км, как ориентировочно изображено на фиг. 1. Для его существования нельзя предложить никакого физического объяснения, тогда как низкое удельное сопротивление в вышележащем слое довольно хорошо согласуется с лабораторными данными для ультрамафических пород при температурах от 1000 до 1500 °С [69]. Эти детали структуры верхней мантии не видны на кривых зондирования в местах с осадочным чехлом хотя бы умеренной проводимости ( $S \geq 1000 \text{ Ом}^{-1}$ ). Это относится, например, к кривой зондирования на фиг. 3.

Предположение о низком удельном сопротивлении мантии на небольшой глубине подтверждается аномалиями индукций бухтообразных возмущений геомагнитного поля и аналогичных возмущений, которые нельзя объяснить с помощью поверхностных неоднородностей. То, что их ширина обычно  $2 \times 100$  км или меньше, исключает возможность их зарождения на глубине нескольких сотен километров, где индуцированные токи такого периода текли бы в мантии Земли, как она представлена в модели «d». В действительности для их интерпретации требуется предположить наличие проводящего слоя с удельным сопротивлением менее 50 Ом·м в самых верхах мантии. Следовательно, региональная изменчивость введенного выше промежуточного слоя с низким удельным сопротивлением объясняет упомянутые ранее отклонения.

Аномалия, окаймляющая западный край Скалистых гор Северной Америки, может быть объяснена в свете вышеизложенного тем, что средний



Фиг. 9. Типичные данные магнитотеллурического зондирования для района с высокими поверхностными удельными сопротивлениями (Висконсинская дуга [20]). Кривые кажущегося удельного сопротивления представляют собой диагональные элементы тензора импеданса после поворота координат (ср. текст).  $\theta_{\max}$  — ориентация вектора электрического поля по отношению к направлению на север для  $\rho_{\max}$ . При одномерной интерпретации внутренний минимум на кривой зондирования между 10 и 100 с можно считать указанием на слой с низким удельным сопротивлением в нижней части коры, как это показано на моделях « $\rho_{\min}$ » и « $\rho_{\max}$ » Дуулинга. Так как кривые  $\rho_{\min}$  меньше изменяются от места к месту в районе наблюдений, то считают, что они соответствуют E-поляризации, и поэтому предпочтительнее отнести их к модели « $\rho_{\min}$ ». Нельзя исключать возможность того, что указания на низкие удельные сопротивления внутри коры имитируются горизонтальными неоднородностями в поверхностных слоях.

слой хорошо развит под этими горами, но отсутствует под примыкающими Великими равнинами (фиг. 7). Порат и Гоф [49] рассмотрели аналогичные модели для различных поперечных сечений через Скалистые горы.

Пространственное протяжение ряда аномалий еще больше ограничено, и для их объяснения требуется наличие хорошо проводящего слоя на глубине менее 50 км. Это, в частности, относится к аномалиям в Андах Перу [62] и к двум аномалиям в арктических районах Канады [42]. Мы должны ожидать в обоих случаях наличия протяженных каналов с низким удельным сопротивлением ( $\approx 10$  Ом·м) на глубине менее 50 км.

Особый интерес в этой связи представляют две недавно обнаруженные локальные аномалии, вызванные, видимо, линзами с низким удельным сопротивлением в коре. Одна залегает на Украинском кристаллическом массиве и поэтому определенно не объясняется неоднородностью поверхностных слоев [58]. Вторая обнаружена в североамериканских Центральные равнины — районе, где можно ожидать значительной поверхностной проводимости [10]. Однако создается впечатление, что не существует никакой корреляции с известными осадочными бассейнами, которая позволила бы авторам говорить о наличии источника аномалии, расположенного в глубине коры. Удельное сопротивление порядка 10 Ом·м и меньше на глубине до 50 км не может иметь чисто термическое происхождение. Р. Хиндман и Д. Хиндман [30] высказали предположение о том, что гидратация вещества в глубине земной коры может быть причиной его низкого сопротивления при температурах значительно ниже 1000 °С.

Вывод о спорадических и не всегда однозначных указаниях на наличие в коре включений с низким сопротивлением может быть сделан на основании магнитотеллурических наблюдений в районах с исключительно высоким поверхностным сопротивлением. Пример приведен на фиг. 9. Сходные кривые получены различными исследователями [25], особенно Канером и др. [12] для канадских Скалистых гор, Хермансом и Грийо [27] для Исландии и Бердичевским и др. [6] для Якутии. Исходя из этого, Канер и др. [11] предположили, что причину контраста в удельных сопротивлениях системы Скалистых гор и прилегающих к ней Великих равнин следует искать скорее

в низах коры и верхах мантии, чем на глубине 100—200 км. Порат и Гоф [49] приводят доводы против такой интерпретации.

**Окраины континентов.** В ходе работ по Проекту верхней мантии были проведены первые успешные эксперименты по зондированию в океанических регионах. Они были осуществлены с помощью автономных магнитных и электрических записывающих систем, помещенных на морское дно. Кокс и его коллеги исследовали таким образом структуру прибрежных частей Тихого океана у Южной Калифорнии и центрального Перу [15, 53]. В обоих случаях они обнаружили очевидные доказательства чрезвычайно низкого, порядка нескольких ом, сопротивления мантии на небольшой глубине. Глубины перехода от высокого к низкому удельному сопротивлению составляют примерно 15—35 км в Калифорнии и 40—130 км в Перу.

Переход к участкам наиболее высокого сопротивления в прибрежных частях материка приурочен к материковым склонам. Следовательно, береговая аномалия нестационарных геомагнитных вариаций, характерная для большинства континентальных окраин [46] (фиг. 8), по-видимому, имеет двойное происхождение. Она возникает, во-первых, из-за поверхностного контраста между удельным сопротивлением морской воды и континентальных горных пород и, во-вторых, из-за подповерхностного контраста в самой кровле мантии.

Рикитакэ и его коллеги на этой основе пересмотрели вопрос о происхождении индукционных аномалий в Японии [55, 57]. Они предположили, что островная дуга представляет собой высокоомный клин, разделяющий мантию с низким сопротивлением на области, лежащие на западе под Японским морем и на востоке под Тихим океаном. Ричардс [53] получил аналогичный сложный разрез для удельного сопротивления в Перу. Указания на существование хорошо проводящих слоев под смежными участками Анд и участками Тихого океана также могут быть увязаны только в предположении, что между ними находится уходящий на большую глубину блок с высоким сопротивлением.

Наблюдения на различных океанических островах показывают, что такое низкое удельное сопротивление кровли мантии под океанами может быть ограничено узкой полосой, окаймляющей окраины континентов. Это подтверждается экспериментами, проведенными в центральной части Северного Ледовитого океана [64]. Полученные там кривые зондирования указывают на структуры, в основном не отличающиеся от тех, которые можно считать типичными для континентов.

**Связь с данными других геофизических и геологических наблюдений.** Обнаруженное повсеместно предельное понижение удельного сопротивления в мантии на глубинах от 400 до 600 км происходит в слое, неоднородность которого известна. На этих глубинах предполагается фазовый переход от оливина к шпинели, сочетающийся с небольшим увеличением содержания железа; это почти наверняка должно понизить общее удельное сопротивление. Неизвестно, является ли именно это единственной причиной понижения величины  $\rho$  на два порядка.

Лабораторные эксперименты с образцами природного и искусственного оливина, проведенные при тех же условиях, какие существуют в верхней мантии, показали, что понижение удельного сопротивления в мантии на глубинах между 60 и 100 км может быть объяснено повышением температуры выше 1000° С [69, 63]. Различие в глубине этого перехода отражает региональные различия термического состояния. Предполагаемая корреляция теплового потока и геомагнитной индукции была действительно установлена на юго-западе США [74, 49]. Дальнейшие указания на то, что районы с высокой тепловой активностью являются также районами с низким удельным сопротивлением мантии, получены в основном из наблюдений в Венгерском бассейне [1] и в районе озера Байкал [72].

Выше отмечалось, что области низкого удельного сопротивления в самых верхних слоях мантии должны быть приурочены к некоторому диапазону

глубин. Он, видимо, совпадает со слоем пониженной скорости сейсмических волн; это указывает, что и причина их общая. Порат [48] обнаружил аналогичную региональную изменчивость обоих слоев на западе США. К другим сейсмическим характеристикам районов с низким удельным сопротивлением мантии на небольшой глубине относятся пониженные скорости волн  $P_n$  и необычайно высокое поглощение сейсмических волн. Последнее, в частности, относится к Перуанским Андам. Однако следует отметить, что многие резкие индукционные аномалии глубинного происхождения, как, например, в арктических районах Канады, не сопровождаются указаниями на необычное сейсмическое или тепловое состояние верхней мантии.

Для обнаружения корреляции между геологическими структурами и удельным сопротивлением верхней мантии необходимо, чтобы для последнего были составлены карты в региональном или континентальном масштабе. Значительные части континентов, однако, покрыты осадочными породами, которые способны скрыть любые проявления низкой проводимости мантии на средней глубине (фиг. 3). Более того, границы осадочных комплексов вызывают резкие индуктивные аномалии и поэтому могут маскировать любые горизонтальные изменения удельного сопротивления в глубоких структурах. Поэтому следующие зависимости неполны и неоднозначны.

Некоторые районы молодой тектонической и магматической активности отличаются необычайно низким удельным сопротивлением мантии на небольшой глубине. Это, в частности, относится к системе Скалистых гор в Северной Америке, за известным исключением плато Колорадо [48]. Тектонически стабильные районы характеризуются очень высоким удельным сопротивлением мантии до большей, чем обычно, глубины. Примерами таких районов могут служить Великие равнины в Северной Америке и некоторые районы Австралии (фиг. 8). Рифтовые системы, по-видимому, характеризуются каналами низкого удельного сопротивления в верхних 50 км. Соответствующие индукционные аномалии наблюдались в профилях, пересекающих рифтовый пояс Рио-Гранде (фиг. 7) и Байкальскую рифтовую систему. Внутрикоровый слой низкой удельной проводимости (возможно, в виде разбросанных линз), очевидно, не связан с каким-то определенным типом тектонических структур. Он был обнаружен как в стабильных щитах, так и в районах молодого горообразования и вулканизма. Континентальные окраины характеризуются зонами с чрезвычайно низким удельным сопротивлением на небольшой глубине под морским дном. Островные дуги (Япония) и береговые районы, примыкающие к молодым горным цепям (Перу), по-видимому, отличаются высоким сопротивлением.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adam A., Some results of the magneto-telluric survey in the Carpathian basin and its complex interpretation, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **22**, pp. 223—234, 1970.
2. Anderssen R. S., The character on non-uniqueness in the conductivity modelling problem for the earth, *Pure Appl. Geophys.*, **80**, pp. 238—259, 1970.
3. Ashour A. A., Electromagnetic induction in thin finite sheets having conductivity decreasing to zero at the edge, with geomagnetic applications, *Geophys. J.*, **22**, pp. 412—433, 1971.
4. Bailey R. C., Inversion of the geomagnetic induction problem, *Proc. R. Soc. Lond., Ser. A*, **315**, pp. 185—194, 1970.
5. Banks R. J., Geomagnetic variations and the electrical conductivity of the upper mantle, *Geophys. J.*, **17**, pp. 457—487, 1969.
6. Бердичевский М. Н., Борисова В. П., Бубнов В. П., Ваньян Л. Л., Фельдман И. С., Яковлев И. А., Аномалия электропроводности земной коры в Якутии, *Изв. АН СССР, сер. «Физика Земли»*, № 10, стр. 43—49, 1969.
7. Berdichevskii M. N., Van'yan L. L., Lagutinskaya L. P., Rotanova N. M., Faynberg E. B., Experience of frequency sounding of the earth from the results of spherical analysis of geomagnetic field variations, *Geomagn. Aeron.*, **10**, pp. 294—297, 1970.
8. Bullard E. C., Parker R. L., Electromagnetic induction in the oceans, in: Maxwell A. E., ed., *The Sea*, 4. I. Interscience, New York, N.Y., pp. 695—730, 1970.
9. Cagniard L., Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting, *Geophysics*, **18**, pp. 605—635, 1953.

10. *Camfield P. A., Gough D. I., Porath H.*, Magnetometer array studies in the north-western United States and southwestern Canada, *Geophys. J.*, **22**, pp. 201—221, 1971.
11. *Caner B., Cannon W. H., Livingstone C. E.*, Geomagnetic depth sounding and upper mantle structure in the Cordillera region of western North America, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 6335—6351, 1967.
12. *Caner B., Camfield P. A., Andersen F., Niblett E. R.*, A large-scale magneto-telluric survey in western Canada, *Can. J. Earth Sci.*, **6**, pp. 1245—1261, 1969.
13. *Chapman S., Bartels J.*, *Geomagnetism*, Oxford Univ. Press, London, 1049 pp., 1940.
14. *Четаев Д. Н.*, Об обратной задаче теории магнито-теллурического зондирования, *Изв. АН СССР, сер. «Физика Земли»*, № 9, стр. 105—107, 1966.
15. *Cox C. S., Filloux J. H., Larsen J. C.*, Electromagnetic studies of ocean currents and electrical conductivity below the ocean-floor, in: *Maxwell A. E.*, ed., *The Sea*, 4, 1, Interscience, New York, N.Y., pp. 637—693, 1970.
16. *Currie R. G.*, The geomagnetic spectrum — 40 days to 5.5 years, *J. Geophys. Res.*, **71**, pp. 4579—4598, 1966.
17. *d'Erceville I., Kunetz G.*, The effect of a fault on the earth's natural electromagnetic field, *Geophysics*, **27**, pp. 651—665, 1962.
18. *Doss S. S., Ashour A. A.*, Some results on the magnetic field of electric currents induced in a thin hemispherical shell of finite conductivity, with geomagnetic applications, *Geophys. J.*, **22**, pp. 385—400, 1971.
19. *Dosso H. W.*, Analogue model measurements for electromagnetic variations near vertical faults and dykes, *Can. J. Earth Sci.*, **3**, pp. 287—303, 1966.
20. *Dowling F. L.*, Magneto-telluric measurements across the Wisconsin Arch, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 2683—2698, 1970.
21. *Eckhardt D.*, Geomagnetic induction in a concentrically stratified earth, *J. Geophys. Res.*, **68**, pp. 6273—6278, 1963.
22. *Eckhardt D., Larner K., Madden T.*, Long-period magnetic fluctuations and mantle conductivity estimates, *J. Geophys. Res.*, **68**, pp. 6279—6286, 1963.
23. *Eerett J. E., Hyndman E. D.*, Geomagnetic variations and electrical conductivity structure in southwestern Australia, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **1**, pp. 24—43, 1967.
24. *Fanslau G.*, The use of range-differences for the interpretation of conductivity anomalies, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **1**, pp. 177—180, 1968.
25. *Fournier H.*, Contribution au développement de la méthode magnétotellurique notamment en vue de la détermination des structures profondes, Thesis, Faculty of Science, Univ. of Paris, 122 and 152 pp., 1970.
26. *Grafe A.*, Die Bedeutung der Abweichungen geomagnetischer Tagesmittel vom sogenannten Normalwert für die Analyse des geomagnetischen Ringstromeffektes, *Dtsch. Akad. Wiss. Berlin, Geomagn. Inst. Potsdam, Abh.*, **31**, 7—53, 1963.
27. *Hermance J. F., Grillot L. R.*, Correlation of magneto-telluric, seismic, and temperature data from southwest Iceland, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6582—6591, 1970.
28. *Hermance J. F., Peltier W. R.*, Magneto-telluric field of a line current, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 3351—3356, 1970.
29. *Hutton R.*, Electromagnetic induction in the earth by the equatorial electrojet, *Nature*, **222** (5191), pp. 363—364, 1969.
30. *Hyndman R. D., Hyndman D. W.*, Water saturation and high electrical conductivity in the lower continental crust, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **4**, pp. 427—432, 1968.
31. *Jankowski J., Pawliszyn J., Grzelak K.*, An example of calculation of magneto-telluric impedance tensor and geomagnetic vector for the broad range of frequency, *Acta Geophys. Pol.*, **18**, pp. 185—197, 1970.
32. *Johnson I. M., Smylie D. E.*, An inverse theory for the calculation of the electrical conductivity of the lower mantle, *Geophys. J.*, **22**, pp. 41—54, 1971.
33. *Jones F. W., Price A. T.*, The perturbations of alternating geomagnetic fields by conductivity anomalies, *Geophys. J.*, **20**, pp. 317—334, 1970.
34. *Jones F. W., Price A. T.*, The geomagnetic effects of two-dimensional conductivity inhomogeneities at different depths, *Geophys. J.*, **22**, pp. 333—345, 1971.
35. *Коатун А. А., Чичерина Н. Д.*, Результаты магнито-теллурических исследований Среднерусской впадины. Результаты исследований по международным геофизическим проектам, сб. 4, «Магнито-теллурические методы изучения строения земной коры и верхней мантии», стр. 195—199, 1969.
36. *Lahiri B. N., Price A. T.*, Electromagnetic induction in non-uniform conductors and the determination of the conductivity of the earth from terrestrial magnetic variations, *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A*, **237**, pp. 509—540, 1939.
37. *Launay L.*, Modèles réduits magnéto-telluriques: principe et premiers résultats, *Ann. Geophys.*, **26**, pp. 805—810, 1970.
38. *Madden T. R., Swift C. M.*, Magneto-telluric studies of the electrical conductivity structure of the crust and upper mantle, in: *Hart P. J.*, ed., *The Earth's Crust and Upper Mantle*, *Geophys. Monogr.*, **13**, Am. Geophys. Union, Washington, D.C., pp. 469—479, 1969.
39. *Mann J. E.*, A theoretical magneto-telluric problem exhibiting effects of lateral conductivity variations and finite field dimensions, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 2885—2890, 1967.

40. McDonald K. L., Penetration of the geomagnetic secular field through a mantle with variable conductivity, *J. Geophys. Res.*, **62**, pp. 117—141, 1957.
41. Nabetani S., Rankin D., An inverse method of magneto-telluric analysis for a multilayered earth, *Geophysics*, **34**, pp. 75—86, 1969.
42. Niblett E. R., Witham K., Multi-disciplinary studies of geomagnetic variation anomalies in the Canadian Arctic, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **22**, pp. 99—112, 1970.
43. Обухов Г. Г., Приближенные методы изучения магнито-теллурического поля в горизонтально неоднородной среде, сб. 4, «Магнито-теллурические методы изучения строения земной коры и верхней мантии», стр. 79—88, 1969.
44. Parker R. L., The inverse problem of electrical conductivity in the mantle, *Geophys. J.*, **22**, pp. 121—138, 1971.
45. Parkinson W. D., Direction of rapid geomagnetic fluctuations *Geophys. J.*, **2**, pp. 1—14, 1959.
46. Parkinson W. D., The influence of continents and oceans on geomagnetic variations, *Geophys. J.*, **6**, pp. 441—449, 1962.
47. Patrick F. W., Bostick F. X., Magneto-telluric modeling techniques, *Electr. Res. Lab. Techn. Rep. Univ. Texas. Austin.*, **59**, 100 pp., 1969.
48. Porath H., Magnetic variation anomalies and seismic low-velocity zone in the western United States, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 2643—2648, 1971.
49. Porath H., Gough D. I., Mantle conductivity structures in the western United States from magnetometer array studies, *Geophys. J.*, **22**, pp. 261—276, 1971.
50. Price A. T., The induction of electric currents in non-uniform thin sheets and shells, *Q.J. Mech. Appl. Math.*, **2**, pp. 283—310, 1949.
51. Price A. T., Electromagnetic induction in a semi-infinite conductor with a plane boundary, *Q.J. Mech. Appl. Math.*, **3**, pp. 385—410, 1950.
52. Price A. T., Wilkins G. A., New method for the analysis of geomagnetic fields and their application to the Sq field of 1932—1933, *Philos. Trans. R. Soc. Lond., Ser. A*, **256**, pp. 31—98, 1963.
53. Richards M. L., A Study of Electrical Conductivity in the Earth near Peru, Thesis, Univ. of California at San Diego, Calif., 126 pp., 1970.
54. Rikitake T., Electromagnetism and the Earth's Elsevier, Amsterdam, 308 pp., 1966.
55. Rikitake T., The undulation of an electrically conductive layer beneath the islands of Japan, *Tectonophysics*, **7**, pp. 257—264, 1969.
56. Rikitake T., ed., Proceedings of the Symposium on Multidisciplinary Studies of Unusual Regions of the Upper Mantle, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **22**, pp. 1—240, 1970.
57. Rikitake T., Sasai Y., The anomalous behaviour of geomagnetic variations of short period in Japan and its relation to the subterranean structure, The 12th report, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, **47**, pp. 539—547, 1969.
58. Рокитянский И. И., Лозвинов И. М., Лугинина Н. А., Магнитно-вариационное профилирование на украинском щите, *Изв. АН СССР, сер. «Физика Земли»*, № 3, стр. 100—106, 1969.
59. Schmucker U., Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States, *Bull. Scripps Inst. Oceanogr., La Jolla, Calif.*, **13**, 165 pp., 1970a.
60. Schmucker U., An introduction to induction anomalies, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **22**, pp. 9—33, 1970b.
61. Schmucker U., Interpretation of induction anomalies above non-uniform surface layers, *Geophysics*, **36**, pp. 156—165, 1971.
62. Schmucker U., Forbush S. E., Hartmann O., Giesecke A. A., Casaverde M., Castillo J., Salgueiro R., del Pozo S., Electrical conductivity anomaly under the Andes, *Carnegie Inst. Wash., Yearb.*, **65**, pp. 11—28, 1967.
63. Schober M., The electrical conductivity of some samples of natural olivine at high temperatures and pressures, *Z. Geophys.*, **37**, pp. 283—292, 1971.
64. Shneyer V. S., Fonarev G. A., Some results of observations of magnetic variations at the surface and bottom of the ocean, *Geomagn. Aeron.*, **8**, pp. 479—480, 1968.
65. Siebert M., Ein Verfahren zur unmittelbaren Bestimmung der vertikalen Leitfähigkeitsverteilung im Rahmen der erdmagnetischen Tiefensondierung, *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen. Math. Phys. Kl.*, **2**, pp. 25—35, 1964.
66. Srivastava S. P., Theory of the magneto-telluric method for a spherical conductor, *Geophys. J.*, **11**, pp. 373—387, 1966.
67. Swift C. M., A Magneto-telluric Investigation of an Electrical Conductivity Anomaly in the Southwestern United States, Thesis M.I.T., Cambridge, Mass., 211 pp., 1967.
68. Tikhonov A. N., Mathematical basis of the theory of electromagnetic soundings, *U.S.S.R. Comp. Math. Math. Phys.*, **5**, pp. 207—211, 1965.
69. Tozer D. C., Temperature, electrical conductivity, composition and heat flow, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **22**, pp. 35—52, 1970.
70. Treumann R., Electromagnetic induction problem in plates with two-dimensional conductivity distribution, *Geomagn. Aeron.*, **10**, pp. 376—389, 464—472, 678—684, 1970a.
71. Treumann R., Three-dimensional analysis of the electromagnetic induction problem of magnetic variation and magneto-telluric sounding, *Geomagn. Aeron.*, **10**, pp. 849—853, 1970b.

72. Ваньян Л. Л., Харин Е. П., Глубинные магнитно-вариационные зондирования в Прибайкалье, «Региональные геофизические исследования в Сибири», Изд. Сибир. отд. АН СССР, Новосибирск, стр. 184—193, 1967.
73. Ward S. H., Morrison H. F., eds., Electromagnetic scattering, *Geophysics*, **36**, pp. 1—183, 1971.
74. Warren R., Sclater J. G., Vacquier V., Roy R. I., A comparison of terrestrial heat flow and transient geomagnetic fluctuations in the southwestern United States, *Geophysics*, **34**, pp. 463—478, 1969.
75. Weaver J. T., The general theory of electromagnetic induction in a conducting half-space, *Geophys. J.*, **22**, pp. 83—100, 1971.
76. Weidelt P., Modellrechnungen zur Deutung der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie als oberflächennahe Leitfähigkeitsänderung, Diplomarbeit, Institut für Geophysik, Göttingen, 121 pp., 1966.
77. Weidelt P., Die Umkehraufgabe der erdmagnetischen Tiefensondierung für horizontal geschichtete Leiter. Dissertation, Universität Göttingen, 117 pp., 1970.
78. Wiese H., Geomagnetische Tiefentellurik II, Die Streichrichtung der Untergrundstrukturen des elektrischen Widerstandes, erschlossen aus geomagnetischen Variationene, *Geofis. Pura Appl.*, **52**, pp. 83—103, 1962.
79. Wiese H., Geomagnetische Tiefentellurik, Dtsch. Akad. Wiss. Berlin, Geomagn. Inst. Potsdam. Abh., **36**, 146 pp., 1965.
80. Wright J. A., The magneto-telluric and geomagnetic response of two-dimensional structures, *Gamma, Inst. Geophys., Techn. Univ. Braunschweig.*, **7**, 102 pp., 1969.
81. Wu F. T., The inverse problem of magneto-telluric sounding, *Geophysics*, **33**, pp. 972—979, 1968.

## ВНУТРЕННИЕ И КРАЕВЫЕ МОРЯ

*Б. Хизен*

(Ламонтская геологическая обсерватория, Колумбийский университет)

Внутренние и краевые моря ставят перед нами некоторые из наиболее интригующих вопросов геодинамики. Например, в большей части палеогеографических реконструкций эпохи до дрейфа область Карибского бассейна не только пропущена, но, по-видимому, и перекрыта соседними крупными континентальными плитами. Некоторые блоки карибской коры содержат гранитный слой; вместе с тем при драгировании обнажений (очевидно, коры) в районе подводного хребта Беата, относящегося к той же плите, обнаружены только базальты.

Карибский бассейн, видимо, возник в мезозое; возможно, процесс его формирования был подобен созданию базальтовой коры срединно-океанических хребтов и прилегающих к ним океанических впадин. Но в данном регионе этот процесс, вероятно, смог привести к созданию или внедрению в океаническую кору гранитных слоев.

В Восточном Средиземноморье происходит погружение альпийских структур, которые образуют подводный Средиземноморский хребет. Там продолжают деформации, в том числе и четвертичных отложений. По-видимому, этот бассейн обособляется и, вероятно, проходит ранние стадии нового горообразования. Вместе с тем соседнее Тирренское море, очевидно, представляет собой слегка вытянутый и разрушенный герцинский массив, погружившийся на большую глубину в неогене и продолжающий погружаться.

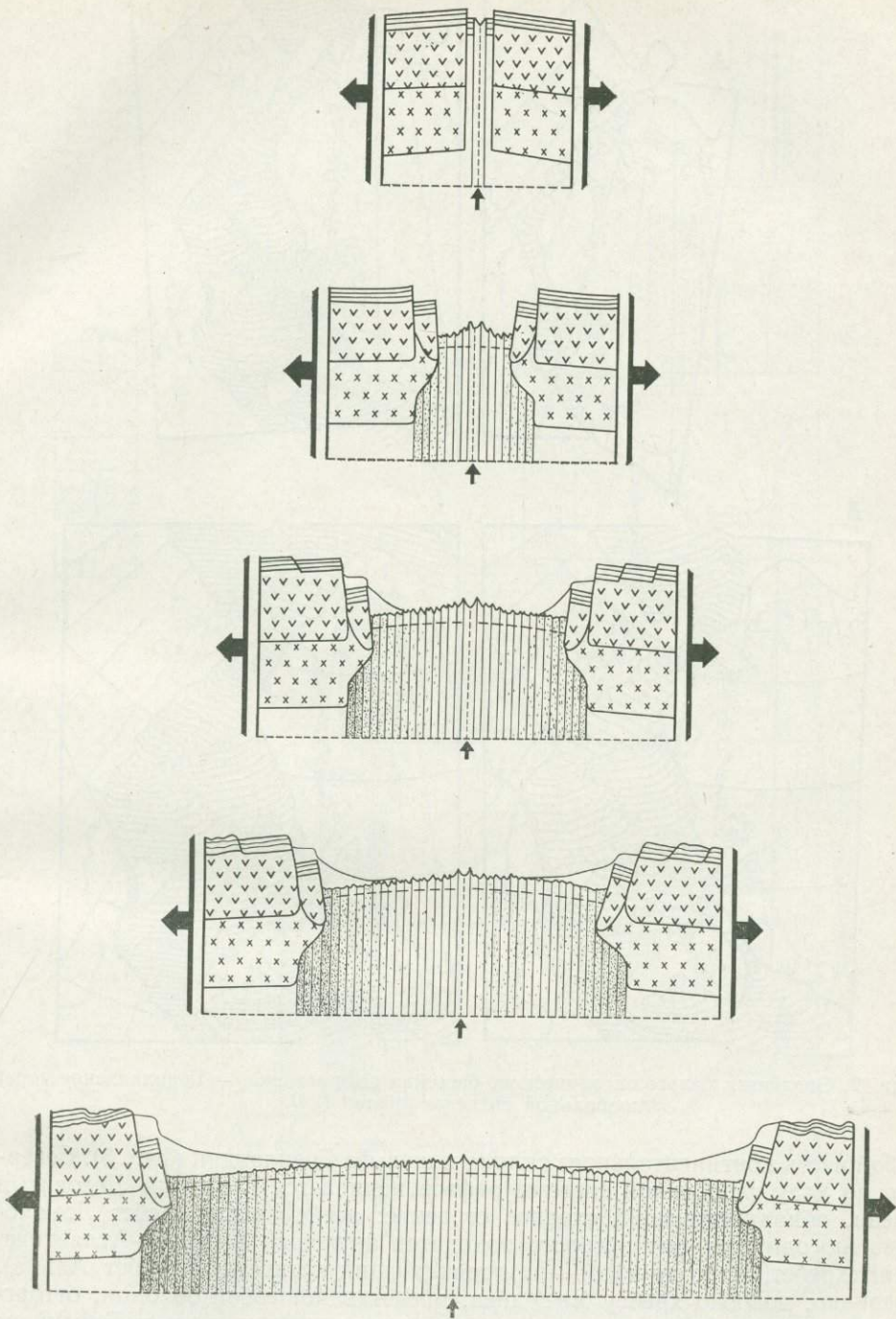
В Филиппинском море при бурении были обнаружены породы, которые, по-видимому, представляют базальтовую кору палеогенового возраста за островной дугой Марьянских островов; возможно, что это свидетельство несколько иного типа образования океанической коры.

### ВВЕДЕНИЕ

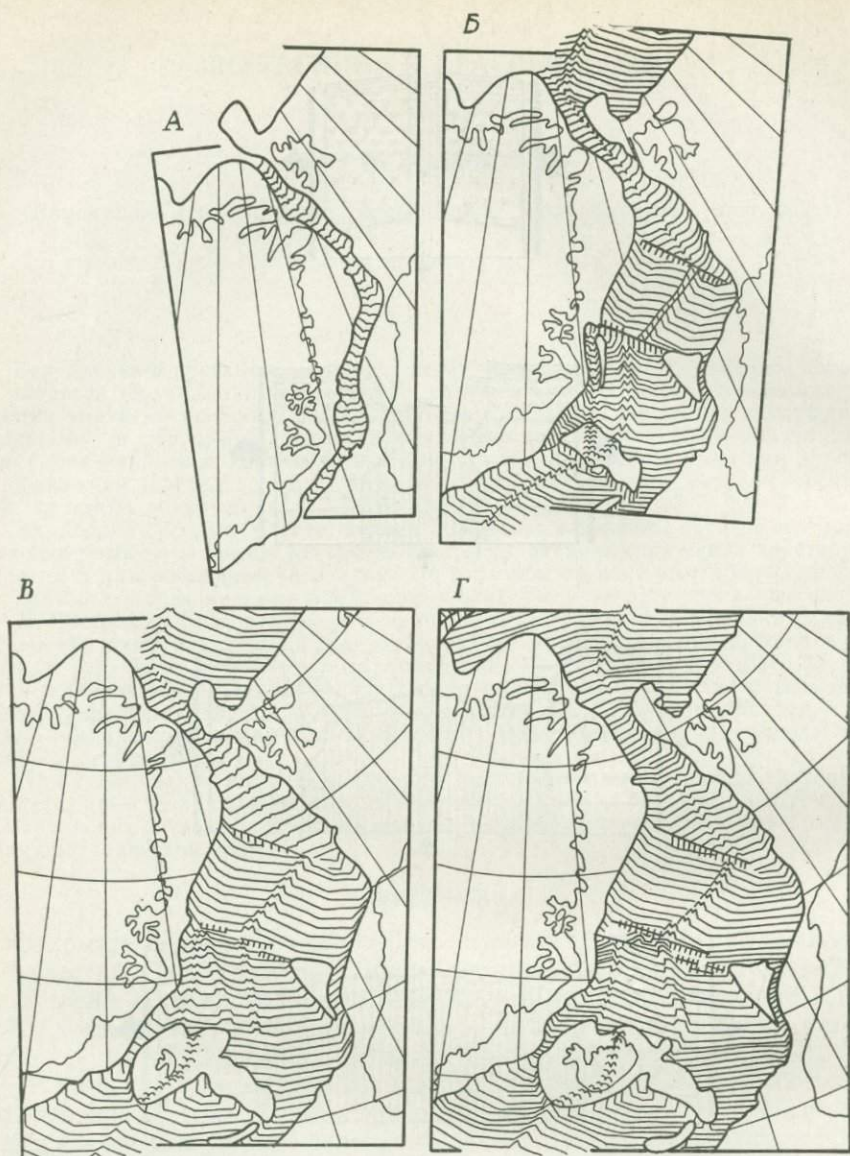
Открытие срединно-океанических рифтовых долин [5], осознание того, что существует опоясывающая Землю система срединно-океанических хребтов, а также первые палеомагнитные данные, свидетельствующие в пользу дрейфа континентов, позволили в конце 50-х годов сформулировать гипотезу, объясняющую эволюцию (фиг. 1) значительной части ложа Мирового океана [10]. В 60-х годах магнитная съемка океанических областей, отбор кернов, драгирование и глубоководное бурение позволили довольно точно установить временной масштаб дрейфа континентальных глыб и сопутствующего образования океанической коры в зоне срединно-океанических рифтовых долин глобальной системы рифтов. По мере обоснования картины эволюции главных океанов внимание, естественно, переключалось на более сложные и более загадочные объекты — окраины континентов, «малые океаны», краевые моря. Эти области лежат на границах континентов и вместе с тем на границах структур, которые можно надежно истолковать, экстраполируя закономерные особенности главных океанов. На некоторых из этих бассейнов мы бегло здесь остановимся.

### АРКТИКА

Глобальная система рифтов переходит от симметричной Атлантики через Исландию к несколько более сложным структурам бассейна Норвежского и Гренландского морей. Исследования донного рельефа и магнитных аномалий этого бассейна показали, что общая его тектоника, очевидно, тоже определяется раздвиганием дна от оси рифтовой долины (фиг. 1). Однако рифт, по крайней мере в одном месте, смещен от середины океана к окраине континента (фиг. 2). Хребет (и остров) Ян-Майен ранее, по-видимому, представлял

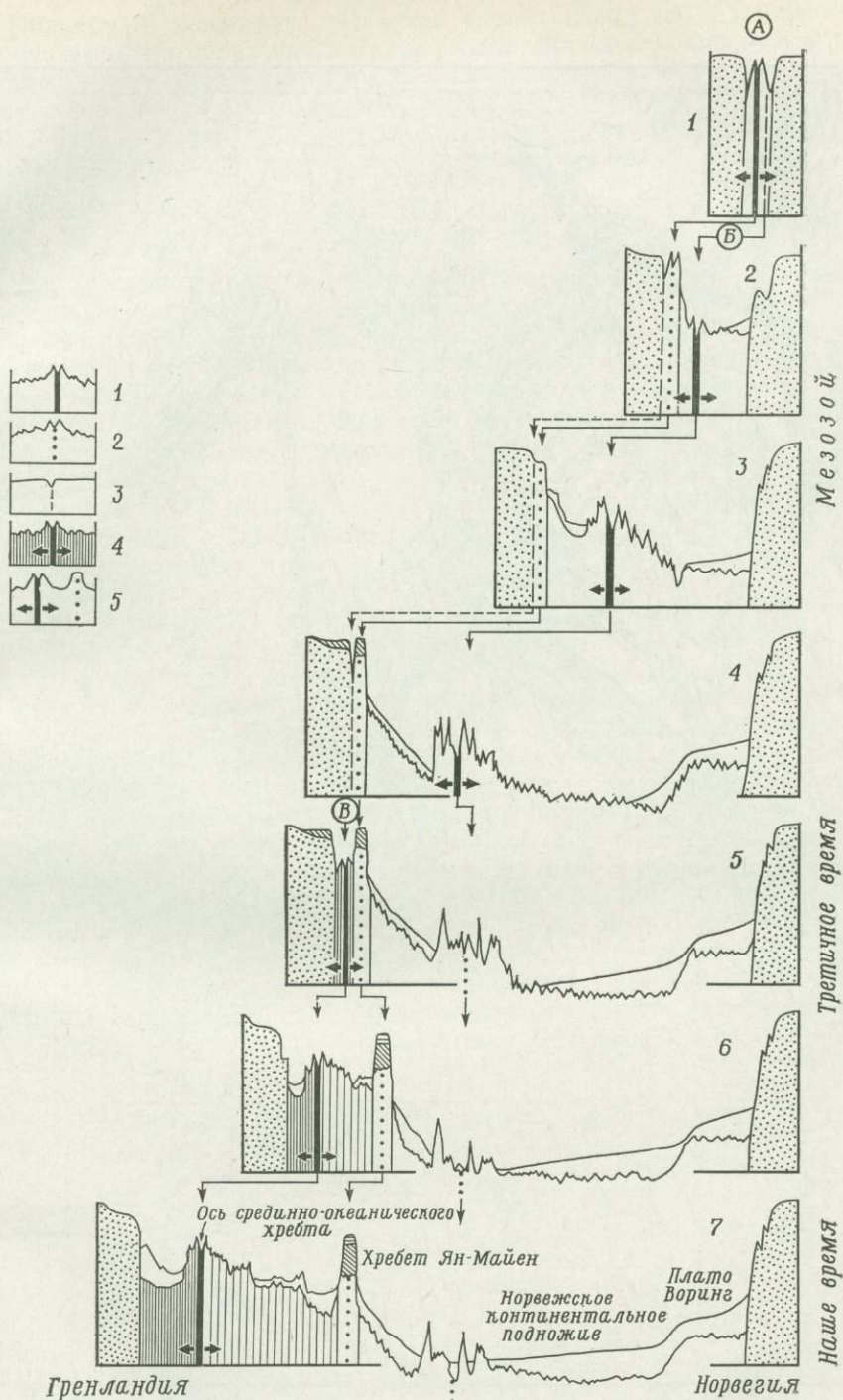


Фиг. 1. Раздвигание океанического дна (спрединг).  
 Стадии развития расширяющейся долины (сверху вниз): континентальный рифт, стадия Красного моря, Аденовского залива, Норвежского моря и атлантическая стадия (настоящий океан).



Фиг. 2. Эволюция малого океанического бассейна (Норвежское — Гренландское море) глобальной системы рифтов [20].

собой часть континентального склона и шельфа Гренландии (фиг. 3). Севернее по ходу глобальной системы рифтов начинается Северный Ледовитый океан, обнаруживающий сходное строение: асейсмичный хребт Ломоносова (по одну сторону которого находится активный Срединно-Атлантический хребт, а по другую — не проявляющий активности хребт Альфа), очевидно, подобно хребту Ян-Майен, представляет собой обломок, оторгнутый от краевой зоны континента (в данном случае от шельфа Баренцева моря). Таким образом, бассейн Норвежское море — Гренландское море (как и Северный Ледовитый океан) является небольшим океаническим бассейном, созданным дрейфом континентов. Его кора образовалась в ходе раздвигания океанического дна от срединной рифтовой долины (фиг. 1), которая была по меньшей мере один раз сильно смещена от середины к одному из краев океанического бассейна. Все эти структуры, по-видимому, легко объяснить.



Фиг. 3. Разрезы, иллюстрирующие эволюцию малого океанического бассейна умеренной сложности (Норвежское море — Гренландское море) [20].

1 — растущий рифт; 2 — первичный рифт и ось роста; 3 — зарождающийся рифт; 4 — рост срединно-океанического хребта в поздне третичное время; 5 — ранние оси роста.



Фиг. 4. Индийский океан, физико-географические провинции [16].

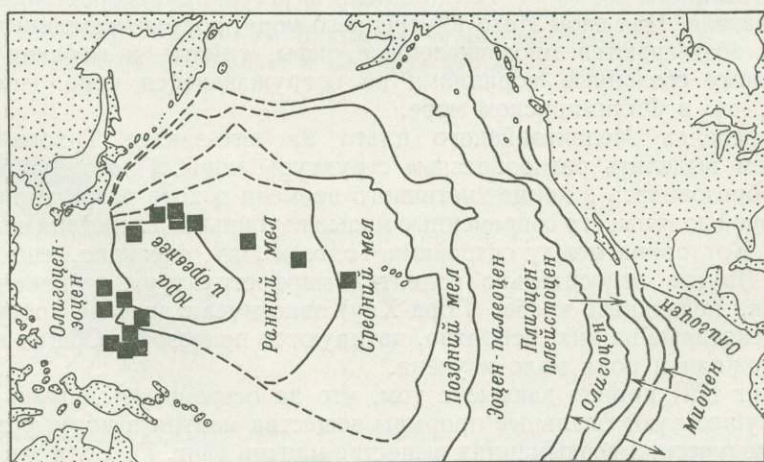
## ИНДИЙСКИЙ ОКЕАН

Индийский океан (фиг. 4) менее симметричен, чем Атлантический, но и он, вероятно, образовался в ходе раздвигания дна океана от оси рифтовой долины. Аденский залив и Красное море представляют собой классические примеры рифта, рассекающего континент, так что эти бассейны, несомненно, являются небольшими зарождающимися океанами. Поэтому крайние моря Индийского океана здесь рассматриваться не будут.

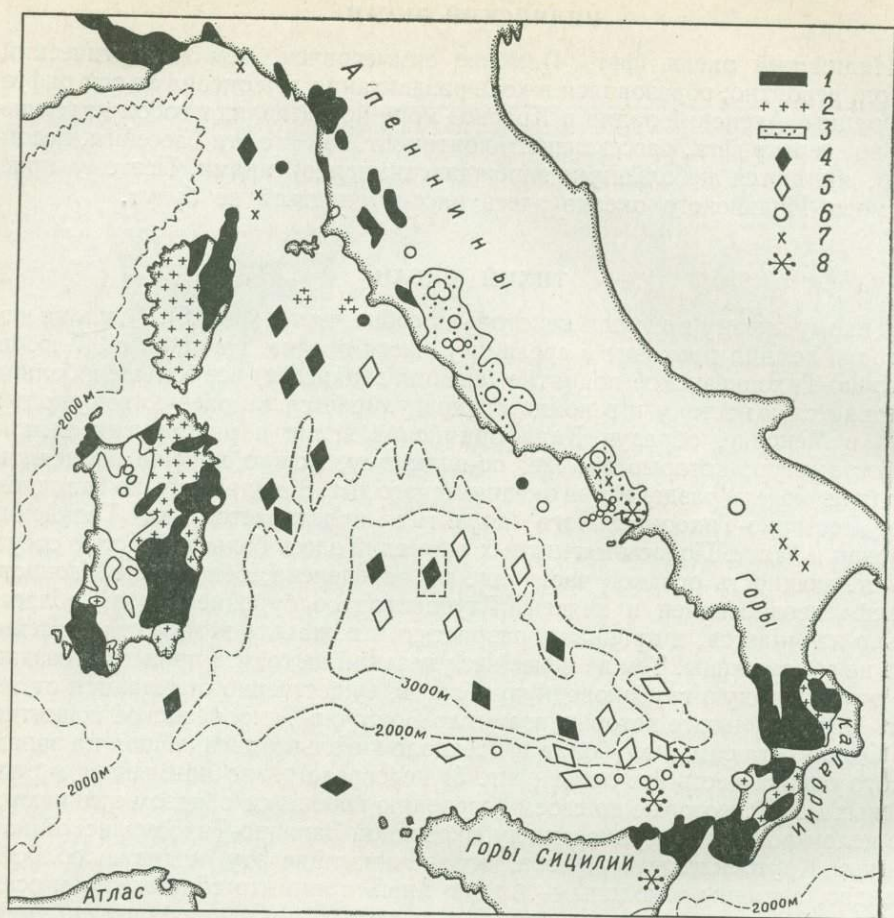
## ТИХИЙ ОКЕАН

Тихому океану присущи некоторые особые черты (фиг. 5). Лишь на юге рифтовая долина проходит в срединной части океана. Начиная с 30° ю. ш. Восточно-Тихоокеанское поднятие (срединный хребет) все больше и больше отклоняется к востоку и в конце концов упирается в краевую зону континента в Мексике, образуя Калифорнийский залив и ряд других мелких морфоструктур, которые все же, по-видимому, можно хорошо объяснить, исходя из модели раздвигания океанического дна. Западное крыло грандиозного Восточно-Тихоокеанского поднятия простирается до Гавайских островов и далее. Полосы магнитных аномалий здесь большей частью отсутствуют, мощность осадков часто еще не определена, общий план донного рельефа неоднозначен и неясен. Глубоководное бурение в этой области только начинается, и признаки разрастания ложа для этой части бассейна пока не обнаружены. Тем не менее нет указаний на то, что процессы, создавшие эту обширную глубоководную область, существенно отличаются от тех (фиг. 1), в результате которых возникло Восточно-Тихоокеанское поднятие.

Однако эта самая глубокая и предположительно древнейшая на западе Тихого океана часть его ложа (фиг. 5) непосредственно примыкает к ряду краевых морей, которые по своему строению коренным образом отличаются от в целом ровной поверхности глубоководной Западно-Тихоокеанской котловины. Крутосклонные желоба, ограничивающие эту краевую область, очевидно, активны и молоды — их дно лишь прикрыто тонким слоем осадков; совершенно ясно, что они не могли длительное время находиться близко от источников сноса. Прилегающие к желобам островные дуги увенчаны вулканами, часть которых все еще активна, а другие, по-видимому, были активными еще в эоцене. Бурение, проводимое по Проекту глубинного бурения в глубоководной котловине за Марианской дугой, обнаружило неогеновые вулканические пеплы на базальтовом фундаменте. В более мелководном бассейне между Марианскими дугами, отличающемся неровным релье-



Фиг. 5. Северная часть Тихого океана, возраст коры [6].

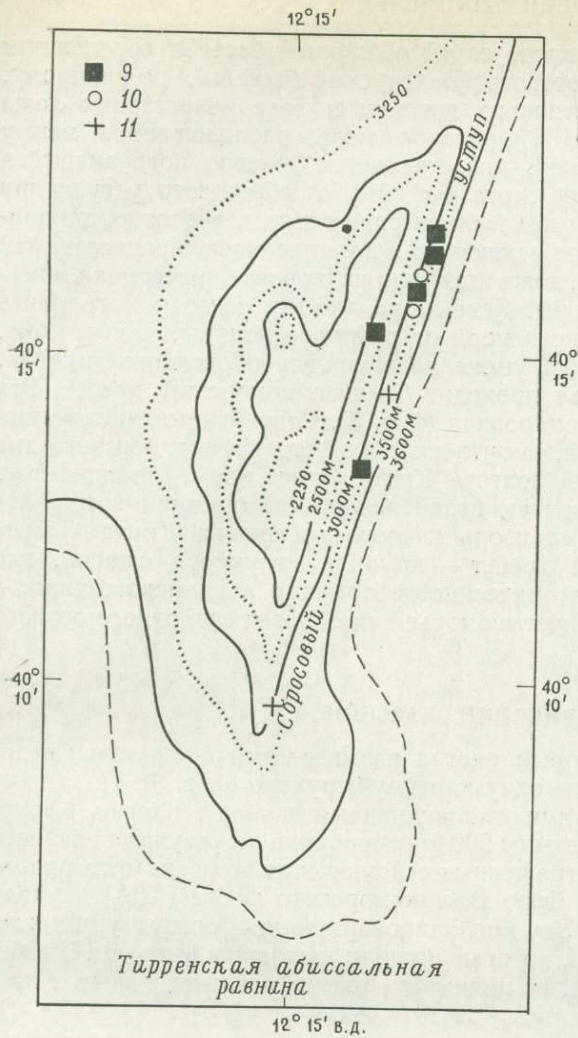


Фиг. 6, а. Погрузившиеся кристаллические сланцы под Тирренским морем [18].

фом дна, Кариг [23] обнаружил свежие базальты, не покрытые осадками, и, очевидно, очень молодые. За этими дугами на западе Филиппинского моря находится обширная область очень больших глубин, что наводит на мысль о сравнительной древности ее ложа. Южно-Китайское море отделено от этой части Филиппинского моря Филиппинскими островами, островами Тайвань и Калимантан. Над дном этого внутреннего моря, покрытым мощным слоем осадков, возвышаются многочисленные рифы, гийоты и морские банки, по-видимому созданные кораллами на погружающейся коре, еще более древней, чем в Филиппинском море.

В пределах Меланезийского плато на юго-западе Тихого океана мы можем выделить разнообразные структуры коры. Плато Фиджи, очевидно, образовалось в конце третичного времени в ходе разрастания ложа от рифтовой долины; его современные малые глубины — следствие молодости его дна. Котловина между островами Тонга и Лау, очевидно, еще расширяется. Другие относительно поднятые морфоструктуры региона (Новая Зеландия, подводный хребет Лорд-Хау) явно имеют древнее происхождение, и некоторые из них, вероятно, датируются палеозоем. Общая картина здесь сложная и пока мало изучена.

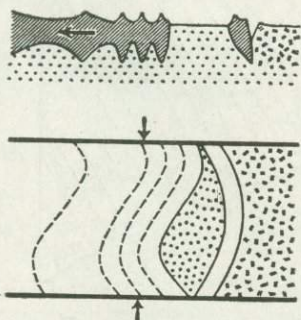
Кариг [22] привел данные о том, что за островными дугами Тихого океана существуют овальные прорывы вещества мантии в кору, созданные при эпизодических воздыманиях вещества мантии (фиг. 7). Если эти данные подтвердятся, то можно будет говорить о еще одном типе эволюции коры, коренным образом отличающемся от раздвигания океанического дна,



1 — метаморфические породы; 2 — граниты; 3 — вулканогенные породы; 4 — немагнитные подводные горы; 5 — магнитные подводные горы; 6 — кальдеры; 7 — потухшие вулканы; 8 — действующие вулканы; 9 — кристаллические сланцы и отложения, испытавшие воздействие тектонических процессов; 10 — образцы не взяты; 11 — утеряна драга.

Фиг. 6, б.

в результате которого были созданы главные котловины океанов. Филиппинское море отличается сложным соотношением мелких структур донного рельефа. После их детального изучения может открыться много нового в общей картине генезиса коры в краевых морях у островных дуг.



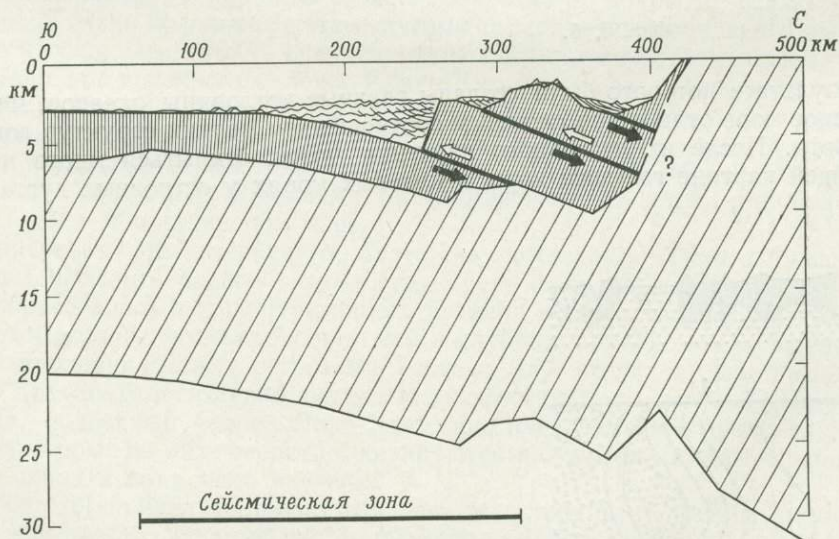
Фиг. 7. Спрединг за островными дугами [34]. Старая и остывшая кора густо заштрихована, молодая и еще горячая показана точками.

## СРЕДИЗЕМНОМОРЬЕ

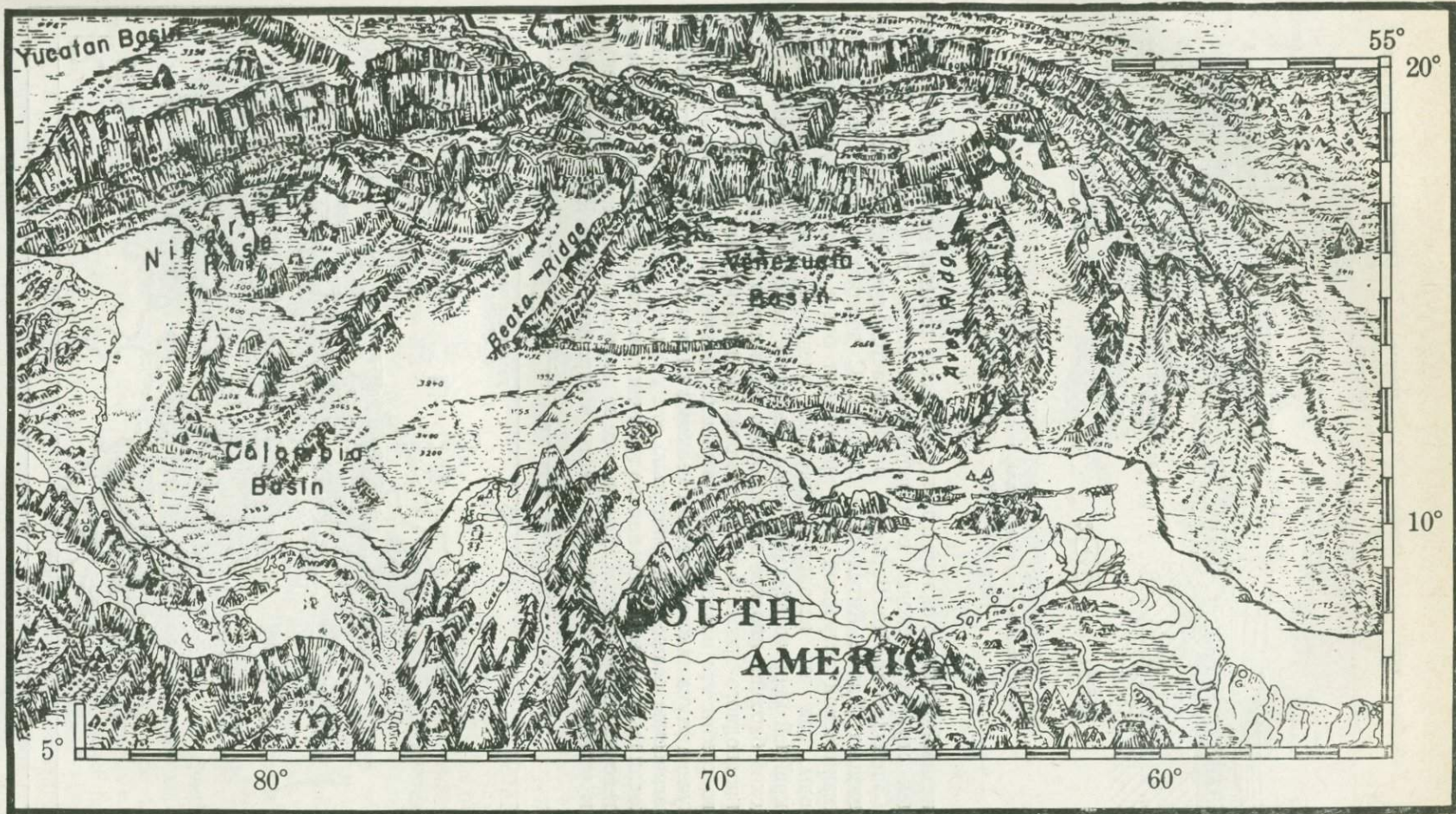
Средиземноморье представляет собой обширный бассейн со сложным строением, западная часть которого (Балеарский бассейн), по-видимому, образовалась в середине третичного времени в ходе разрастания ложа от рифтовой долины. Однако Тирренское море, расположенное между Сардинией, Италией и Африкой, представляется недавно погружившейся платформой (фиг. 6). В центре этого бассейна со сбросового уступа при драгировании были извлечены кристаллические сланцы, вероятно, герцинского возраста. Вместе с тем не исключено и влияние таких процессов, как растяжение коры, а возможно, даже интрузии подкорового материала, внедряющегося между блоками коры. Ясно лишь, что нет оснований говорить о разрастании ложа Тирренского моря от рифтовой долины, так что оно, по-видимому, представляет собой уникальный тип глубоководного бассейна. В Восточном Средиземноморье проходит Средиземноморский хребет. Эта морфоструктура сложно дислоцирована (фиг. 8). Современные дислокации достигают поверхности хребта, так что даже на фотографиях морского дна видны разломы. Примерно на долготе Крита блоки коры, по-видимому, надвинуты друг на друга, причем интенсивность деформаций возрастает к северу, достигая максимума вдоль южного побережья Крита. Таким образом, Средиземноморский хребет — крупная структура сжатия, где обнаружены современные тектонические деформации альпийского типа, — характеризует Восточное Средиземноморье как образец еще одного особого типа эволюции коры.

## КАРИБСКИЙ БАССЕЙН

Карибский бассейн, который иногда называют американским Средиземным морем, являет нам еще одну картину структур (фиг. 9). Последние пять лет я со своими учениками и помощниками изучал геологию Карибского моря. Мы провели там свыше 200 драгирований на уступах коренного ложа. Кроме того, методом отраженных сейсмических волн мы (в сотрудничестве с Океанографическим бюро Военно-морского флота США) изучали подводный хребет Барбадос. Эту дислоцированную морфоструктуру исследовали также Чейс и Банс [2], которые пришли к сходным выводам. Хребет Барбадос представляет собой, по-видимому, массив осадочных пород, пре-



Фиг. 8. Дно Восточного Средиземноморья, сжатое и подвинутое под Европу [29].



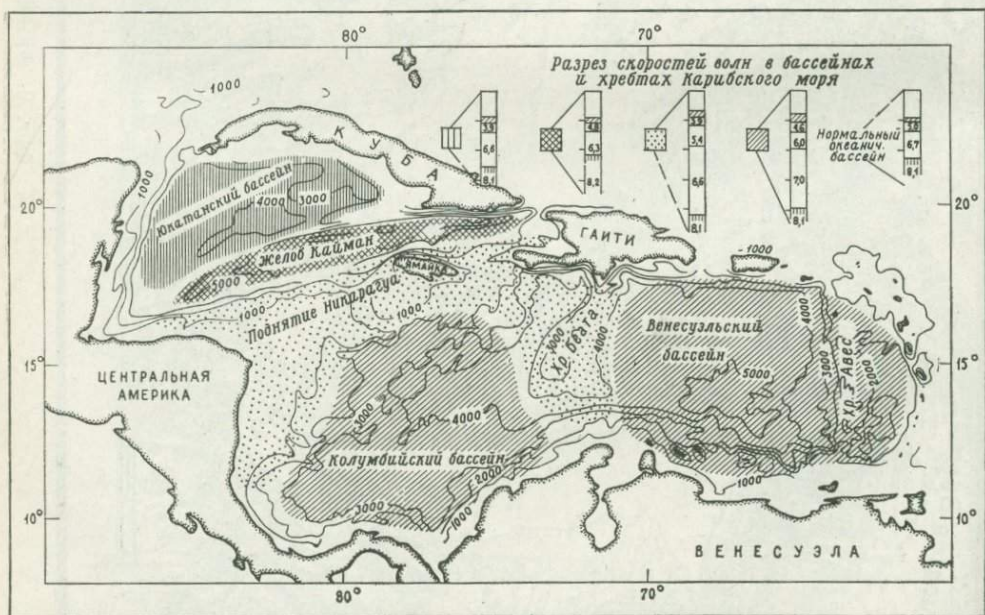
Фиг. 9. Физико-географическая схема Карибского бассейна [14].



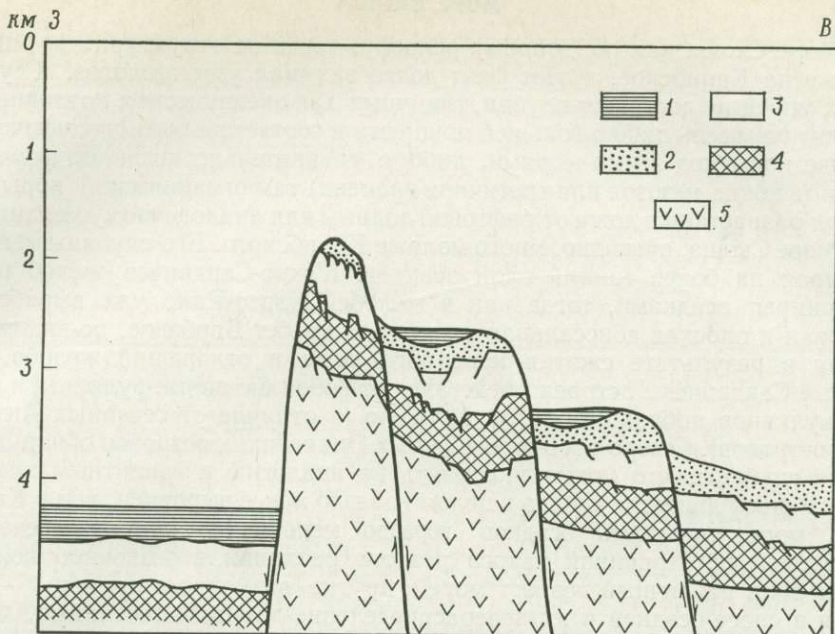
Фиг. 10. Разрез через дугу Вест-Индского архипелага [11].  
1 — осадочные и вулканогенные породы; 2 — вулканические интрузии.  
Цифры на разрезе — скорость волн Р (в км/с).

терпевший сложную складчатость; он все еще испытывает сжатие и по своей общей структуре сходен со Средиземноморским хребтом (фиг. 10).

Западнее хребта Барбадос располагается дуга активных вулканов, создавших Малые Антильские острова. С востока к этой современной вулканической островной дуге примыкают более древние вулканические породы, так что история вулканизма, очевидно, прослеживается здесь по крайней мере до верхнего мела. Западнее находится сглаженный Гранадский бассейн, плоское дно которого ограничено на западе крутым склоном подводного хребта Авес. Драгирование дало образцы гранитных пород этого хребта; его платообразная вершина увенчана микрогийотами, откуда получена фауна нижнетретичных мелководных организмов и верхнетретичные пелагические осадки. Следовательно, эти граниты около 60 млн. лет назад находились у уровня моря начала третичного времени или выше его, а затем постепенно погрузились. Сейсмическое зондирование методом преломленных волн установило своеобразные черты в строении коры Карибского моря.



Фиг. 11. Схема строения коры Карибского бассейна [8].



Фиг. 12. Кора Карибского моря, обнажающаяся на сбросовом уступе подводного хребта Беата (разрез) [7].  
 1 — третичные турбидиты; 2 — третичные глубоководные илы; 3 — меловые отложения;  
 4 — прочие отложения; 5 — базальты и диабазы.

В его восточной части повсюду обнаружен слой мощностью 2—5 км со скоростью волн  $P$ , равной 6,1 км/с (фиг. 11). Это выше, чем для большей части базальтов, но ниже скорости (6,5—6,7 км/с), обычно характерной для коры океанов. У образцов гранитов, взятых с порога Авес, была измерена скорость продольных волн под давлением, соответствующим глубине, на которой находится необычный слой, выявленный сейсмическим зондированием в Карибском море. Эта скорость оказалась равной приблизительно 6,1 км/с. Таким образом, перед нами налицо возможность особого типа генезиса земной коры, когда в коре, в остальном относящейся к океаническому типу, формируется или в нее внедряется слой гранита мощностью 2—5 км.

Мы драгировали большой уступ (фиг. 12), образующий западный склон порога Беата, и извлекли оттуда базальты и базальтовые порфириды. Таким образом, на хребте Беата, хотя там, по-видимому, обнажается разрез коры Карибского моря, мы не обнаружили предполагаемого гранитного слоя. В то же время из глубоководного желоба Кайман, севернее острова Ямайка, мы извлекли гранодиорит.

Возраст главного бассейна Карибского моря, по-видимому, довольно велик. На сейсмограммах отраженных волн самые глубокие отражающие горизонты выглядят сглаженными и, исходя из современной скорости осадконакопления, могут соответствовать началу мела или даже юрскому периоду. Глубоководное бурение, проведенное в нескольких пунктах обеих крупных котловин моря (западнее и восточнее порога Беата), достигло базальтового фундамента под пелагическими осадками середины верхнего мела [3]. Однако весьма сомнительно, действительно ли эти базальты представляют фундамент, так как некоторые сейсмограммы отраженных волн, по-видимому, указывают еще на один горизонт, находящийся ниже базальтов. Имеется сообщение о широтных полосах магнитных аномалий, выявленных в Колумбийской котловине [24]; оно наводит на мысль о создании этой котловины в позднем мелу в ходе обычного разрастания рифтовой долины. В котловине восточнее порога Беата полосы магнитных аномалий, по-видимому, отсутствуют.

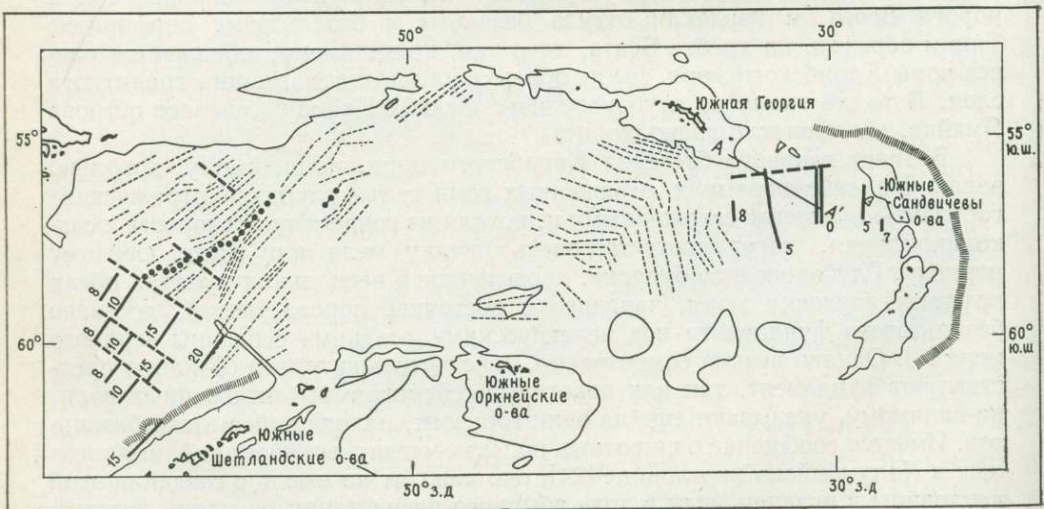
## МОРЕ СКОША

Море Скоша как по донному рельефу, так и по структурам во многом похоже на Карибское, и этот факт долго занимал умы геологов. Глубина обеих морей не достигает глубин, типичных для океанических котловин, что наводит на мысль либо о большей мощности и соответственно специфическом составе коры под этими морями, либо о сравнительно недавнем формировании (в конце мезозоя или третичном времени) там океанической коры благодаря разрастанию ложа от рифтовой долины или аналогичному механизму.

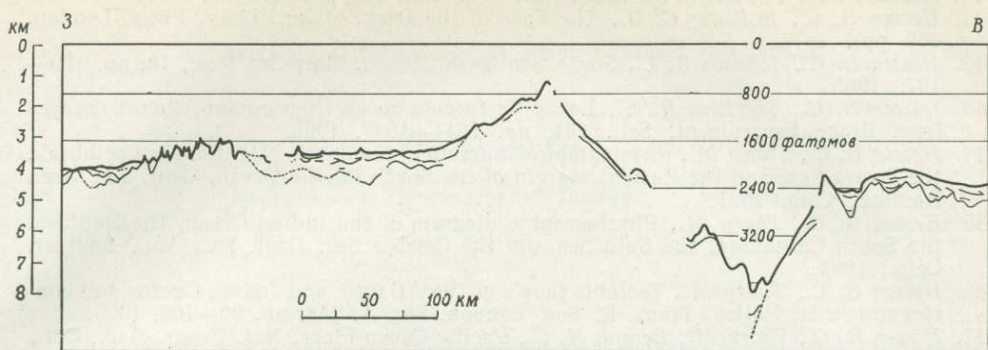
Море Скоша, очевидно, много моложе Карибского. Его глубины меньше, невзирая на более тонкий слой осадков. Южно-Сандвичев желоб почти не прикрыт осадками, тогда как в желобе Пуэрто-Рико уже выработана широкая и плоская абиссальная равнина, а хребт Барбадос, по-видимому, создан в результате сжатия коренного ложа и отложений желоба. Все Южные Сандвичевы острова представляют собой активные вулканы, и древних вулканов поблизости не обнаружено (в отличие от северных Антильских островов). Северо-восточнее Южных Оркнейских островов обнаружены малые глубины, что может указывать на аналогию с гранитным хребтом Авес. Рельеф дна моря Скоша в целом гораздо менее выровнен, чем в Карибском море; мощность осадков гораздо меньше, и они распределены неравномернее. Причиной такого резкого различия в осадочном покрове может быть различный возраст морей; другие возможные причины — различия в сносе осадков и их перераспределение донными течениями. Фотографии дна моря Скоша, особенно его северной части, свидетельствуют о знаках ряби, бороздах, обнажениях коренных пород, шлейфах скальных обломков. Все это — работа Антарктического донного течения, которое, двигаясь к северу, «вгрызается» в Южно-Сандвичев желоб и переносит оттуда осадки в Аргентинскую котловину, где они отлагаются.

Однако наличие сильных течений и удаленность от области сноса континентальных осадков едва ли могут объяснить отмеченные различия донного рельефа, если не допустить, что островная дуга моря Скоша намного моложе, чем в Карибском море.

Еще раньше отмечалась невыровненность, дробность рельефа дна в проливе Дрейка. Недавно там выявлены полосы магнитных аномалий северо-восточного простирания наряду с зонами разрывов северо-западного простирания [1]. Установленную картину аномалий (фиг. 13) пока еще не удалось сопоставить с линиями уже датированных полос, однако можно полагать, что эти аномалии относятся к поздне третичному времени. Еще одна



Фиг. 13. Тектоника плит в море Скоша [1].



Фиг. 14. Сейсмический профиль через дугу Скоша, построенный по отраженным волнам.

Покров осадков тонок или отсутствует на склонах Южно-Сандвичева желоба и растущего подводного хребта западнее Южных Сандвичевых островов [16]. Отношение вертикального масштаба к горизонтальному 25 : 1.

система линейных магнитных аномалий выделена между Южными Сандвичевыми островами и обширным районом сравнительно малых глубин моря Скоша, находящимся между Южными Оркнейскими островами и островом Южная Георгия (фиг. 13). Здесь центр разрастания ложа (фиг. 14) все еще активен, и можно рассчитать, на какое расстояние за последние 10 млн. лет Южные Сандвичевы острова и упомянутый район моря Скоша отодвинулись друг от друга.

#### ВЫВОДЫ

Большая часть внутренних и краевых морей, по-видимому, была создана в результате сложных дифференциальных перемещений соседних плит земной коры. В одних случаях происходило разрастание коры, в сущности, того же типа, что и у срединно-океанических рифтов, в других континентальная кора утонялась и погружалась, в третьих сближение крупных континентальных плит (кратонов) приводило к образованию складчатых гор (структур сжатия) в океанической коре. Мы все еще не можем точно определить тектоническое строение многих краевых и внутренних морей или связать образование бассейна с ясным для нас процессом.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Barker P. F.*, Plate tectonics of the Scotia Sea region, *Nature*, **228**, pp.1293—1296, 1970.
2. *Chase R. L., Bunce E. T.*, Underthrusting of the eastern margin of the Antilles by the floor of the western Atlantic Ocean, and origin of the Barbados Ridge, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 1913—1920, 1969.
3. *Edgar N. T., Saunders J. B., Donnelly T. W., Schneidermann N., Maurrasse F., Bolli H. M., Hay W. W., Riedel W. R., Boyce R. E., Prell W., Broecker W., Gieskes J., Horowitz R., Waterman L.*, Deep-sea drilling project, Leg 15, *Geotimes*, **16**, pp. 12—16, 1971.
4. *Elmendorf C. H., Heezen B. C.*, Oceanographic information for engineering submarine cable systems, *Bell System Tech. J.*, **35**, pp. 1047—1093, 1957.
5. *Ewing M., Heezen B. C.*, Mid-Atlantic Ridge seismic belt, *Trans. Am. Geophys. Union*, **37**, 343 pp., 1956.
6. *Fischer A. G., Heezen B. C., Boyce R. E., Bukry D., Douglas R. G., Garrison R. E., Kling S. A., Krashennnikov B., Lisitzin A. P., Pimm A. C.*, Initial Reports of the Deep Sea Drilling Project, VI, *Nat. Sci. Found.*, Washington, D.C., 1329 pp., 1971.
7. *Fox P. J., Ruddiman W. F., Ryan Wm. B. F., Heezen B. C.*, The Geology of the Caribbean crust, 1, Beata ridge, *Tectonophysics*, **10**, pp. 495—513, 1970.
8. *Fox P. J., Schreiber E., Heezen B. C.*, The geology of the Caribbean crust, II, Tertiary sediments, granitic and basic rocks from the Aves ridge, *Tectonophysics*, **12**, pp. 89—109, 1971.
9. *Heezen B. C.*, Paleomagnetism, continental displacement, and the origin of submarine topography, in: *Sears M.*, ed., *International Oceanographic Congress, Preprints*, Am. Assoc. Adv. Sci., Washington, D.C., pp. 26—27, 1959.

10. *Heezen B. C.*, The rift in the ocean floor, *Sci. Am.*, **203**, pp. 98—110, 1960.
11. *Heezen B. C.*, *Hollister C. D.*, *The Face of the Deep*, Oxford Univ. Press, London, 659 pp., 1971.
12. *Heezen B. C.*, *Johnson G. L.*, South Sandwich Trench, *Deep-Sea Res.*, **12**, pp. 185—197, 1965.
13. *Heezen B. C.*, *Sheridan R. E.*, Lower Cretaceous rocks (Neocomian-Albian) dredged from Blake Escarpment, *Sci.*, **154**, pp. 1644—1647, 1966.
14. *Heezen B. C.*, *Tharp M.*, Physiographic diagram of the South Atlantic, the Caribbean, the Scotia Sea, and the Eastern Margin of the South Pacific Ocean, *Geol. Soc. Am.*, Boulder, Colo., 1961.
15. *Heezen B. C.*, *Tharp M.*, Physiographic diagram of the Indian Ocean, the Red Sea, the South China Sea, the Sulu Sea and the Celebes Sea, *Geol. Soc. Am.*, Boulder, Colo., 1964.
16. *Heezen B. C.*, *Tharp M.*, Tectonic fabric of the Atlantic and Indian Oceans and continental drift, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, **258**, pp. 90—106, 1965.
17. *Heezen B. C.*, *Tharp M.*, *Berann H. C.*, Pacific Ocean Floor, *Nat. Geogr. Mag.*, Oct., Spec. Map Suppl., 1969.
18. *Heezen B. C.*, *Gray C.*, *Segre A. G.*, *Zarudsi E. F. K.*, Evidence of foundered continental crust beneath the central Tyrrhenian Sea, *Nature*, **229**, pp. 327—329, 1971.
19. *Irvine T. N.*, ed., *The World Rift System*, *Geol. Surv. Can.*, Pap., **66** (14), 471 pp., 1966.
20. *Johnson G. L.*, *Heezen B. C.*, Morphology and evolution of the Norwegian-Greenland Sea, *Deep-Sea Res.*, **14**, pp. 755—771, 1967a.
21. *Johnson G. L.*, *Heezen B. C.*, The Arctic Mid-Oceanic Ridge, *Nature*, **215**, pp. 724—725, 1967b.
22. *Karig D. E.*, Ridges and basins of the Tonga-Kermadec island arc system, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 239—254, 1970.
23. *Karig D. E.*, Structural history of the Mariana Islands arc system, *Geol. Soc. Am.*, Bull., **82**, pp. 323—344, 1971.
24. *Krause D.*, Magnetic evidence for Western Caribbean Basin origin by the Cretaceous crustal spreading, *Trans. Am. Geophys. Union*, **48**, 133 pp., 1967.
25. *Laughton A. S.*, The Gulf of Aden, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, **259**, pp. 150—171, 1966.
26. *Menard H. W.*, The deep ocean floor, *Sci. Am.*, **221**, pp. 127—142, 1969.
27. *Peterson M. N.*, *Edgar N. T.*, Deep-ocean drilling with the «Glomar Challenger», *Oceans*, **1**, pp. 17—32, 1969.
28. *Pitman W. C. III*, *Heirtzler J.*, Magnetic anomalies over the Pacific — Antarctic Ridge, *Sci.*, **154**, pp. 1164—1171, 1966.
29. *Rabinowitz P. D.*, *Ryan W. B. F.*, Gravity anomalies and crustal shortening in the eastern Mediterranean, *Tectonophysics*, **10**, pp. 585—608, 1970.
30. *Runcorn S. K.*, Paleomagnetic comparisons between Europe and North America, *Proc. Geol. Assoc. Can.*, **8**, pp. 77—85, 1956.
31. *Ryan Wm. B. F.*, *The Floor of the Mediterranean*, Thesis, Columbia Univ., New York, N.Y., 1971.
32. *Saito T.*, *Ewing M.*, *Burckle L.*, Tertiary sediment from the Mid-Atlantic Ridge, *Sci.*, **151**, pp. 1075—1079, 1966.
33. *Vogt P. R.*, *Ostenso N. A.*, *Johnson G. L.*, Magnetic and bathymetric data bearing on sea-floor spreading north of Iceland, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 903—920, 1970.
34. *Wegener A.*, *The Origin of Continents and Oceans*, Dover, New York, N.Y. (4th ed.), 212 pp., 1929.

## ЗЕМНЫЕ ПРИЛИВЫ И ДВИЖЕНИЯ ПОЛЮСА

*П. Мельхиор*

(Королевская обсерватория Бельгии Брюссель)

Обсуждаются проблемы, связанные с происхождением движений полюса, земными приливами, а также точностью наблюдения над ними. Определяется общая система отсчета (УМН) для измерения мгновенного полюса вращения. Критически рассматриваются гипотезы происхождения колебания Чандлера. Подчеркивается важность наблюдений звездных пар в течение семидесяти лет. Ошибки калибровки оборота винта должны рассматриваться в первую очередь, чтобы улучшить наблюдаемые значения магнитных склонений. Земные приливы измерены теперь во многих местах, и теория их образования подтверждается этими наблюдениями. Были найдены сильные аномалии в их амплитудах, что подчеркивает важность сгущения сети станций и исследования связи приливов с геотектоникой.

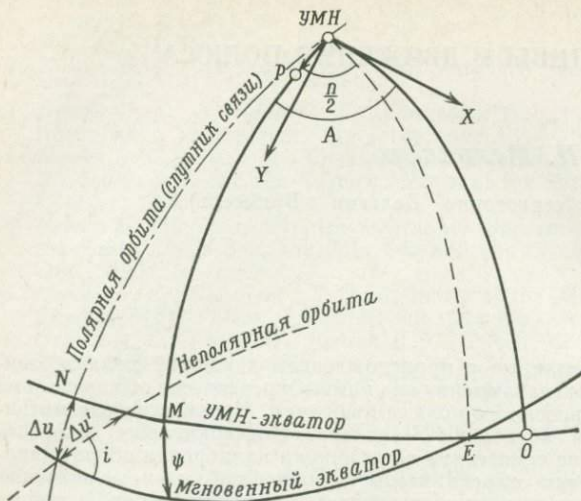
### ВВЕДЕНИЕ

С теоретической точки зрения проблемы движения полюса и земных приливов очень сходны. В каждом случае мы должны анализировать упруговязкие деформации Земли, происходящие под влиянием возмущающего потенциала. В случае движения полюса этот потенциал — тессеральный; он обусловлен возмущением центробежной силы с периодом 430 дней. В случае земных приливов — это потенциал лунно-солнечного притяжения; его можно представить как сумму потенциалов, связанных с секторальными, тессеральными и зональными волнами, имеющими периоды соответственно половину суток, сутки и более длинные. Экспериментальные методы исследования этих явлений, конечно, совершенно различны. Поэтому мы разделим настоящую статью на две части: о движениях полюса и о земных приливах.

### ДВИЖЕНИЕ ПОЛЮСА

Движение полюса подчиняется классическим уравнениям Эйлера. Оно было открыто только в конце прошлого столетия, когда автоматический микрометр Репсоляда дал возможность астрономам измерять магнитные склонения с точностью, превышающей одну дуговую секунду. Это означает, что амплитуда движения полюса меньше одной секунды; на самом деле она переменная, но всегда меньше  $0,7''$ . Важность этого открытия привела к тому, что Геодезическая ассоциация в 1899 г. решила организовать Международную службу широты (МСШ), которая была первым постоянным научным центром сотрудничества глобального масштаба. Теперь мы располагаем данными наблюдений за 71 год. Со времени Международного геофизического года количество материала, из которого можно получить информацию о движении полюса, сильно увеличилось: с изобретением Данжоном автоматической астролябии и с установлением нескольких зенит-телескопов с фоторегистрацией (ФЗТ) движение полюса может быть определено с большей точностью по следующим данным: а) пяти основных станций широтной службы; б) 14 астролябий; в) 10 зенит-телескопов с фоторегистрацией; г) 12 визуальных зенит-телескопов (независимых от широтной службы).

Так как координаты полюса теперь определяются также по вариациям широты и долготы, эта служба была названа Международной службой движения полюса (МСДП).



Фиг. 1. Соотношение между условным международным началом УМН, мгновенным полюсом вращения  $P$  и вариациями орбит спутников  $\Delta u$ ,  $\Delta u'$ .

Методы наблюдений и их обработки классические, и мы их здесь не описываем (см. [5], [7]).

**Средний полюс и мгновенный полюс.** Проблема выбора начала координат для описания движения полюса до сих пор остается нерешенной. Это начало должно быть «средним полюсом», который получается из соответствующей комбинации координат полюса, относящихся к нескольким годам, после того как отфильтрованы периодические компоненты движения (годовой и чандлеровский периоды). Средний полюс должен представлять собой полюс инерции Земли.

Однако получаемый таким способом полюс оказывается движущимся. Он имеет вековой ход вдоль меридиана  $70^\circ$  з. д. с наложением значительных колебаний. Астрономы обсуждают реальность этого движения, так как очень трудно отделить локальные эффекты, происхождение которых обусловлено 1) некоторой нестабильностью земной коры вблизи станций, 2) ошибками в определении положения звезды из-за несовершенства каталога координат, 3) атмосферными условиями.

По этим причинам было решено выбрать фиксированное условное международное начало (УМН), определяемое по методу наименьших квадратов из условно выбранных средних широт пяти станций МСШ. Все другие станции имеют среднюю широту, отнесенную к этому УМН.

Так как в нашем распоряжении имеются теперь совершенно новые методы определения координат полюса и, по-видимому, впервые полюса инерции, я думаю, очень важно, чтобы каждый принял УМН как точку отсчета с тем, чтобы давать сопоставимые данные.

Эти новые методы основаны на нескольких новых технических средствах наблюдения: 1) доплеровское и лазерное слежение за спутниками; 2) измерение с помощью лазера расстояния до отражателя, помещенного на Луне; 3) интерферометрия с очень длинной базой. Точное определение орбит спутников дает важную информацию о движении полюса. Это можно легко понять из фиг. 1. Система отсчета, принятая международным соглашением, — это система осей, у которой ось  $z$  проходит через УМН. Система не является инерционной, так как ось вращения движется по отношению к УМН, и можно наблюдать кинематический эффект в координатах спутника.

Например, широтный аргумент спутника, такого, как спутник связи на полярной орбите, дает вариацию

$$\Delta u = \psi \cos(\Omega - t_s - A), \quad (1)$$

где  $\psi$ ,  $A$  — полярные координаты мгновенного полюса вращения относительно УМН;  $\Omega$  — долгота восходящего узла орбиты;  $t_s$  — звездное время

(обозначения см. в конце статьи). Если наклон орбиты спутника  $i$ , то для вариации, очевидно, имеем формулу

$$\Delta u' = \psi \cos(\Omega - t_s - A) \operatorname{cosec} i. \quad (2)$$

На это в основном опирается предложенный Андерлем и Бёгласом [1] метод определения координат полюса по измерениям относительной скорости четырех спутников связи с помощью доплеровского смещения. Эти авторы получили координаты полюса с такой же точностью, как МСДП и Международное бюро времени (МБВ). Их метод очень перспективен.

Но ясно, что существует динамический эффект, который можно измерить и использовать для определения положения полюса инерции. Стандартная Земля также отнесена к УМН, но до сих пор не обращали никакого внимания на коэффициенты  $C_{21}$  и  $S_{21}$  тессеральных гармоник второго порядка, так как их считали незначительными. По очень точным данным можно определить эти коэффициенты, относящиеся непосредственно к центробежному моменту инерции:

$$C_{21} = \frac{E}{Ma^2}; \quad S_{21} = \frac{D}{Ma^2}. \quad (3)$$

Здесь  $D$  и  $E$  — центробежные моменты инерции;  $M$  — масса Земли;  $a$  — экваториальный радиус Земли. Если эти коэффициенты отличны от 0, то, очевидно, оси не являются главными осями инерции, и координаты полюса инерции по отношению к УМН определяются следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \xi &= -\frac{D}{C-A} = \frac{S_{21}}{C_{20}-2C_{22}}, \\ \eta &= -\frac{E}{C-A} = \frac{C_{21}}{C_{20}-2C_{22}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $A$  и  $C$  — моменты инерции. Таким образом, мы впервые имеем метод определения положения осей по астрономическим наблюдениям.

Одновременное определение обеих осей по отношению к УМН представляет многообещающую область исследования динамики вращения Земли. Два других метода до сих пор еще не применялись, так что очень трудно ясно представить, какие они дадут результаты. Они включают большое число неизвестных, влияние которых, возможно, очень трудно разделить.

Измерение расстояний до Луны с помощью лазера приводит к необходимости определять на том же самом материале не только параметры вращения Земли, но и параметры Луны (свободные и вынужденные либрации), так же как параметры орбиты и приливные эффекты на Луне и на Земле.

**Чандлеровское колебание.** Вторая трудная и нерешенная проблема — это полная интерпретация чандлеровского колебания. Хорошо известно, что движение полюса образуют две компоненты: 1) ежегодная, обусловленная перемещением масс в атмосфере и океанах, и 2) свободное эйлеровское колебание, период которого удлиняется под влиянием упругого напряжения, возникающего в твердой Земле под воздействием возмущенного потенциала центробежной силы:

$$W = -\frac{1}{2} \omega^2 r^2 (x \cos \lambda + y \sin \lambda) \sin 2\theta, \quad (5)$$

где  $\omega$  — скорость вращения Земли;  $(x, y)$  — координаты мгновенного полюса вращения относительно полюса инерции;  $\lambda$  — долгота;  $\theta$  — дополнение широты до  $90^\circ$ ;  $r$  — расстояние до центра масс.

При объяснении чандлеровского колебания возникают две трудности:

1. Чандлеровский период  $\tau$  выражается через второе число Лява  $k$  с помощью формулы

$$1 - \frac{\tau_0}{\tau} = k \frac{(\omega^2 a / 2g)}{e - (\omega^2 a / 2g)}, \quad (6)$$

где  $\tau_0$  (период Эйлера) =  $\frac{C-A}{A} \omega = 305$  дней;  $e$  — эллиптичность =  $1/298,25$ ;  $k = 0,316 \pm 0,010$  (подземные измерения земного прилива) и  $0,336 \pm 0,028$  (возмущения спутника).

Если принять  $k = 0,32$ , то чандлеровский период будет порядка 460 дней. Но мы должны также добавить вклад приливного смещения океанических вод под влиянием потенциала (ур. (5)). Это дает дополнительное удлинение на 30 дней. Однако анализ имеющихся в распоряжении данных дает периоды, изменяющиеся между 414 и 440 днями.

2. Механизм возбуждения чандлеровского колебания не известен. Эта приливная деформация, очевидно, также создает внутреннее трение, вследствие чего должно было бы наблюдаться затухание чандлеровского колебания; определив по затуханию время релаксации, можно было бы проинтегрировать его с помощью некоторой реологической модели Земли.

Чандлеровское колебание очень важно в этом отношении, так как это пока единственная геофизическая деформация с промежуточным периодом около 430 дней; она могла бы дать нам уникальную возможность проверить некоторые более сложные реологические модели. До сих пор результаты были очень разочаровывающими, поскольку анализы, проведенные большим числом авторов, дали очень странные результаты. Чандлеровский период меняется от 414 до 460 дней, а время релаксации — от 10 до 100 лет. Более того, до сих пор не было дано никакого удовлетворительного объяснения механизму, поддерживающему чандлеровское колебание. В самом деле, в последние годы теория идеально упругих дислокаций и ряд наблюдений позволили сделать выводы, подтверждающие гипотезы сейсмического возбуждения чандлеровского колебания. Согласно некоторым авторам [4], по-видимому, должна существовать высокая степень корреляции между изменениями траектории полюса и землетрясениями с магнитудой более 7,5 для исследованного периода 1957—1968 гг. Однако, вероятно, не было сделано ни одной попытки объяснить влияние места и азимута землетрясения на направление излома траектории полюса, а это весьма существенно. Более того, некоторые авторы критиковали теоретическую базу этого исследования: оно опиралось на предельно простую модель Земли, что могло существенно увеличить или уменьшить порядок величины оцениваемых эффектов. Согласно другим авторам, землетрясения — не источник возбуждения колебания, а сопутствующее явление. Наконец, степень корреляции, видимо, сильно зависит от использованных данных (МБВ, или МСДП, или независимые серии), и в дальнейшем необходимо провести более частые и лучшие фундаментальные наблюдения за движением полюса как классическими, так и новыми методами.

Могут возразить, что наблюдения за прошедшие 70 лет не были достаточно точными, чтобы судить о движении полюса, и что нам следует подождать данных, получаемых новыми, многообещающими способами.

Я не согласен с этой точкой зрения. Во-первых, даже применяя эти новые методы, мы должны ждать минимум шестилетних однородных наблюдений, чтобы разделить главные компоненты движения полюса; и при такой небольшой продолжительности наблюдений будет очень трудно получить правильное время релаксации. Во-вторых, в нашем распоряжении имеются данные за 70 лет с 651 807 наблюдениями звездных пар (к концу 1969 г.); это самые длинные из существующих серии приблизительно однородных астрономических наблюдений, и я убежден, что их математическую обработку можно значительно улучшить. В любом случае мы не имеем права пренебрегать огромной работой астрономов, занимавшихся наблюдениями, пока не сделаем все возможное, чтобы правильно редуцировать эти наблюдения. Более того, мы имеем теперь такое преимущество, как ЭВМ.

Большая трудность состоит в том, что наблюдения не абсолютно однородны. Следует внести изменения в звездные каталоги, чтобы свести к минимуму огромное влияние неправильных значений цены оборота винта мик-

рометра. Вдобавок, число станций было непостоянно, некоторые инструменты были заменены новыми; естественно, очень часто менялись наблюдатели. Но главный принцип наблюдений — принцип, лежащий в основе метода Хорребау — Талькота, оставался в точности тот же самый.

Чтобы ситуация была понята правильно, следует объяснить фундаментальную роль цены оборота винта микрометра. Проблема заключается в калибровке. Это основной вопрос любой экспериментальной методики. Какова цена оборота в секундах дуги? Какова ее стабильность в пределах всего поля телескопа? Как она зависит от температуры и времени? Какова точность этих определений?

Чтобы избежать влияния ошибки в калибровке цены оборота винта микрометра в широтной вариации одной станции, Центральное бюро, готовя каталог подлежащих использованию звезд, подбирает каждую их группу таким образом, чтобы сумма микрометрических измерений внутри группы была практически равна нулю. Это может быть реализовано для средней эпохи наблюдений каждой программы, но не для всей длительности программы из-за систематической прецессии всех звезд в группе в направлении поля телескопа; исключения составляют группы, помещенные на  $6h$  и  $18h$  прямого восхождения, где прецессия равна 0. Именно по этой причине Центральное бюро должно было изменять список звезд почти каждые 12 лет (1906, 1912, 1922—1927, 1935, 1955, 1967). К несчастью, было одно исключение — программа 1935—1955 гг., и она так долго использовалась, что в последние годы возникает много трудностей при редукции. Такой длинный интервал потребовал сэра Гарольда Спенсера Джон, чтобы по данным Международной службы широты получить новое значение главной константы нутации. Это, я думаю, было ошибкой. Чтобы уточнить значение цены оборота винта, широтная девиация представляется уравнением

$$\Delta\phi = \Delta\delta + \Delta R (M_E - M_W),$$

где  $M_E$ ,  $M_W$  — показания микрометра;  $\Delta R$  — коррекция цены оборота винта;  $\Delta\delta$  — коррекция склонения звезды. Ясно, что большие ошибки в склонениях искажают определение  $\Delta R$ .

Далее, если  $\Delta R$  неправильно определено для каждой станции, то ежегодная последовательность наблюдаемых звездных групп дает фиктивную ежегодную компоненту в движении полюса. Это легко увидеть, если сравнить предварительные полярные координаты, опубликованные в прошлом, с окончательными координатами, и это делает недействительными все геофизические интерпретации. Именно поэтому я думаю, что общая ревизия данных Международной службы широты должна начаться с реального уточнения склонений и истинных движений в склонении. Каталог Босса, используемый как основной источник для редукций широтной службы, содержит ошибки в склонениях, очень часто достигающие секунд дуги, а иногда и больше.

Королевская обсерватория Бельгии предприняла новое определение склонений для всех звезд, используемых МСШ, с помощью меридианного круга Askania новой конструкции; наблюдается минимум 12 положений для каждой звезды. В качестве второго шага было сделано следующее: каталог склонений и собственных движений в склонении был встроен в каталог FK4 с помощью всех меридиональных положений, измеренных со времени эпохи Бредли, что в сумме составило 11 500 позиций.

### ЗЕМНЫЕ ПРИЛИВЫ

Земные приливы являются реакцией Земли как упруговязкого тела на потенциальное притяжение Луны и Солнца. Земные приливы очень важны; это единственное явление в геофизике, для которого можно точно рассчитать действующие силы и сравнить рассчитанную и наблюдаемую реакцию Земли на эти силы.

Разложение приливного потенциала на зональные, секториальные и тессеральные волны является классическим [6, 8], и известно важное влияние каждой его части на вращение Земли: 1) секториальные приливы ответственны за некоторую часть векового уменьшения скорости вращения, так как они вызывают внутреннее трение; 2) тессеральный приливный потенциал обуславливает прецессию и нутацию; таким образом, каждая приливная компонента связана с компонентой нутации; 3) зональные приливы вызывают незначительные периодические изменения эллиптичности и, следовательно, незначительные периодические изменения скорости вращения.

Во время МГГ было проведено много измерений приливов в твердой Земле; с тех пор мы имеем хорошо оборудованные станции. Практически все они расположены в Европе, СССР, Японии и Северной Америке (кроме того, по одной в Сахаре, на Шпицбергене и на Южном полюсе).

Для измерения *вертикальной компоненты* используются записывающие гравиметры; вначале было много Askania GS11, которые теперь заменены Geodynamics, La Coste Romberg и Askania GS15. Эти инструменты имеют точность 1 мкгал и больше.

Для измерения *горизонтальной компоненты* используются горизонтальные маятники с точностью  $0,0002''$ : многие кварцевые инструменты вербаандер-мельхиоровского типа, снабженные автоматическим калибровочным устройством, связанным со спектроскопической линией; кварцевые маятники Блюма и металлические маятники Островского в СССР.

Для измерения *деформаций* используются проволочные экстензометры с кварцевой трубой или с «суперинварным стержнем» и лазерные экстензометры. Главная проблема, возникающая при использовании всех этих инструментов, — качество калибровки. Горизонтальные маятники и экстензометры должны быть установлены на глубоких подземных станциях (видимо, необходима глубина 50 м). Результаты измерений последних десяти лет суммированы в следующих разделах.

**Тессеральные суточные волны.** Результаты вполне однородны, так как океанические приливы не обладают значительной суточной компонентой и, следовательно, здесь отсутствуют большие отклоняющие эффекты. Необходимо, однако, устанавливать гравиметры в хорошо термоизолированных помещениях, а маятники — в глубоких станциях без вентиляции. На станциях с хорошим кондиционированием тессеральные волны позволяют проверить резонансный эффект, вызванный земным жидким ядром, согласно идее Пуанкаре или теории Джеффриса — Висента и Молоденского. Результаты наблюдений [9] исключительно хороши и подтверждают теоретические модели, как показано в табл. 1. Так как  $O_1$ -волна соответствует практически статической теории, то можно вывести численные значения чисел Лява:  $k = 0,316 \pm 0,010$ ;  $h = 0,637 \pm 0,016$ ;  $k/h = 0,495 \pm 0,020$ . Запаздывание фазы на  $0,5^\circ$  или на  $1^\circ$  кажется вероятным.

Согласие между экспериментальными и теоретическими результатами, очевидно, зависит от правильной калибровки инструментов. Данные табл. 1 показывают, что модель 2 Молоденского  $MO_2$  лучше согласуется с экспериментами.

Как видно из предварительных сообщений [9], все имеющиеся в распоряжении наблюдения были сделаны в Европе, СССР и США. Ясно, что необходимы измерения в других местах.

Горизонтальные компоненты дневных тессеральных волн достигают максимума амплитуды в обоих направлениях в полярных областях, из-за чего другие компоненты там пропадают. Именно поэтому главная приливная станция была установлена в шпицбергенских шахтах ( $78^\circ 15'$  с. ш.). Этот «Астрогеошпицбергенский проект 1969—1970 гг.» был результатом кооперации Боннского университета, Королевской обсерватории Бельгии и Главного управления картографии и геодезии Норвегии. Данные реги-

Теоретические модели тессеральных волн

Волна	Аргументное число Дудсона	$\gamma = 1 + k - h$				$\delta = 1 + h - \frac{3}{2}k$			
		JV1 *	JV2	MO1 **	MO2	JV1	JV2	MO1	MO2
$K_1$	165,555	0,714	0,693	0,734	0,730	1,183	1,185	1,136	1,142
$P_1$	163,555	0,676	0,696	0,699	0,697	1,209	1,172	1,154	1,158
$O_1$	145,555	0,658	0,658	0,688	0,686	1,221	1,211	1,159	1,164
Полусуточные	—	0,704	0,675	0,686	0,685	1,152	1,188	1,160	1,164

\* JV — Джеффрис — Висент.

\*\* MO — Молоденский.

## Экспериментальные результаты \*

Волна	Аргументное число Дудсона	$\gamma = 1 + k - h$ **	$\delta = 1 + h - \frac{3}{2}k$ ***
$K_1$	165,555	0,749±0,005	1,140±0,005
$P_1$	163,555	0,717±0,018	1,155±0,030
$O_1$	145,555	0,674±0,005	1,164±0,001

\* — 16 000 суток наблюдений.

\*\* — горизонтальные маятники.

\*\*\* — гравиметры.

страции за один год проанализированы и опубликованы в трудах сессии МАГ, Москва, август 1971 г. [2].

Что касается тессеральных компонент, можно заключить, что впервые для компоненты север — юг мы получили хорошие результаты, которые удовлетворительно согласуются с динамическими теориями (табл. 2).

В компоненте восток — запад, однако, распределение  $\gamma$ -фактора обратно тому, что предписано этими теориями. Это понятно, так как станции находятся только в 4 км от западного побережья Шпицбергена, а океанический прилив проходит в направлении восток — запад. Можно предположить, что эффект нагрузок будет замечен в этом направлении и очень слаб в направлении север — юг.

Схемы вычисления этих эффектов разрабатываются, но такие вычисления очень трудны из-за скудости наших знаний о котидальных картах Арктического бассейна.

Таблица 2

Результаты для  $\gamma = 1 + k - h$ , использующие данные кварцевых маятников Вербаандера — Мельхиора на Шпицбергене

Амплитуда	Север — юг	Восток — запад
$K_1$ 0,010"	0,772±0,017	0,623±0,020
$P_1$ 0,003"	0,741±0,020	0,641±0,017
$O_1$ 0,007"	0,686±0,026	0,810±0,007
Количество дней	956	1003
Количество инструментов	3	3

**Секториальные полусуточные волны.** Эти компоненты сильно нарушены значительным косвенным эффектом, вызванным океаническими приливами: притяжением движущихся водных масс, эффектом переменной нагрузки этих масс на кору и верхнюю мантию и соответствующим изменением земного потенциала. Все эти эффекты имеют, очевидно, тот же самый период, что и соответствующая компонента земного прилива, поэтому их очень трудно разделить. Имеется некоторая региональная согласованность результатов в вертикальной и широтной компонентах, но наблюдаются сильные аномалии в меридиональной компоненте [9].

Судя по предыдущему опыту, лучший путь решения этой проблемы — создание трансконтинентальных профилей. В Америке такие профили были созданы Куо и др. [3]; в Западной Европе они находятся в стадии осуществления объединением заинтересованных учреждений (Бельгия, Франция, Германия, Италия, Люксембург, Англия) и в ближайшем будущем будут широко распространены; ряд профилей находится в стадии осуществления в СССР.

**Длиннопериодные приливы.** Двухнедельная зональная компонента была недавно с успехом измерена в Страсбурге с помощью модифицированного североамериканского гравиметра. Недавно она также была измерена на Южном полюсе с помощью прибора La Coste Romberg, установленного Калифорнийским университетом (Лос-Анджелес) и на Шпицбергене с помощью гравиметра Askaniа.

**Третьеуточные волны.** Эти волны связаны с третьим членом в разложении приливного потенциала. Они являются функцией земного радиуса высокого порядка и поэтому более интересны для исследования верхней мантии.

К сожалению, как показано в табл. 3, числа Лява третьего порядка не очень чувствительны к изменению модели.

Однако представляется интересным указать здесь некоторые экспериментальные результаты. Теоретическая амплитуда приливной волны третьего порядка очень мала (0,38 мкгал для вертикальной компоненты, 0,00010' — для горизонтальных компонент). Однако шум на этой частоте низок, и мы ясно наблюдаем период 1/3 суток. Это, по-видимому, объясняет, почему результаты кажутся такими успешными.

Существует верхний предел отношения  $k_3/h_3$ , даваемый формулой

$$k_3/h_3 = 3 \int_0^a 6\rho x^5 dx / \int_0^a 3\rho x^2 dx = 0,337.$$

Отсюда следует, что трудно объяснить результат 0,39 в табл. 3. Следовало бы отметить, что  $\gamma_3$  равно 0,803 на широтной и 0,804 на меридиональной компонентах; оба значения отлично согласуются со всеми моделями. Трудность, по-видимому, возникает только при гравиметрических измерениях, и ее, очевидно, следует приписать систематической ошибке калибровки.

Таблица 3

Числа Лява третьего порядка, соответствующие различным моделям

	Молоденский	Такеути	Лонгман	Наблюдения *
$\gamma_3$	0,802	0,809	0,803	0,804±0,011
$\delta_3$	1,068	1,072	1,069	1,045±0,008
$h_3$	0,294	0,274	0,290	0,321±0,019
$k_3$	0,096	0,083	0,093	0,125±0,016
$k_3/h_3$	0,327	0,303	0,321	0,39

\* 10 гравиметров (9996 суток наблюдений) и 17 кварцевых маятников Вербаандера — Мельхиора (23 664 суток наблюдений).

## ОБОЗНАЧЕНИЯ

$\Omega$	— долгота восходящего узла орбиты;
$t_s$	— сидерическое время;
$M$	— масса Земли;
$a$	— экваториальный радиус Земли;
$D, E$	— центробежные моменты инерции;
$A, G$	— моменты инерции;
$\omega$	— скорость вращения Земли;
$(x, y)$	— координаты мгновенного полюса вращения по отношению к полюсу инерции;
$\lambda_1$	— долгота;
$\theta$	— дополнение широты до $90^\circ$ ;
$r$	— расстояние до центра масс;
$\Delta R$	— поправка за цену поворота винта микрометра;
$\Delta \delta$	— поправка за склонение звезды;
$\Delta \phi$	— вариация широты;
$\psi$	— расстояние мгновенного полюса вращения до УМН;
$\tau$	— чандлеровский период;
$\tau_0$	— эйлеровский период;
$e$	— эллиптичность;
$\xi, \eta$	— координаты полюса инерции по отношению к УМН. ■

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Anderle R. J., Beuglass L. K.*, Doppler satellite observations of polar motion, *Bull. Géod.*, **96**, pp. 125—141, 1970.
2. *Bonatz M., Melchior P., Ducarme B.*, Station Longyearbyen Spitsbergen/Astro-Geo Project Spitsbergen 1968—1970, *Measures faites dans les 3 composantes avec 6 pendules horizontaux VM et 3 gravimètres Askania*, *Obs. R. Belg., Bull. Obs. Mar. Terr.*, **4**, pp. 1—110, 1971.
3. *Kuo J., Jachens R. C., White G., Ewing M.*, Tidal gravity measurements along a transcontinental profile across the United States, *Symp. Mar. Terr., Strasbourg. Comm. Observ. R. Belg.*, A9, Ser. Géophys., **96**, pp. 50—60, 1970.
4. *Mansinha L., Smylie D. E., Beck A. E.*, Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth, **20**, Reidel, Dordrecht, 308 pp., 1970.
5. *Melchior P.*, Latitude Variation, Pergamon, Oxford, 34 pp., 1957.
6. *Melchior P.*, The Earth Tides, Pergamon, Oxford, 458 pp., 1966.
7. *Melchior P.*, Physique et Dynamique Planétaires, 1, Géodésie et Astronomie Géodésique, Editions Vander, Louvain, 247 pp., 1971a.
8. *Melchior P.*, Physique et Dynamique Planétaires, 2, Gravimétrie Potentiel Terrestre et Lunaire, Physique et Dynamique Planétaires, 3, Géodynamique, Edition Vander, Louvain, 311 pp. 1971b.
9. *Melchior P.*, Rapport sur les Marées Terrestres 1967—1971, 15th Gen. Assem. Int. Union, Géod. Géophys., Paris, 1971c.
10. *Melchior P., Bonatz M., Blankenburgh J.*, Astro-Géo Project Spitsbergen 1968—1970, *Obs. R. Belg., Ser. Géophys.*, **98**, pp. 1—15, 1970.

## СОВРЕМЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ КОРЫ: МЕТОДИКА АНАЛИЗА И ДОСТИЖЕНИЯ

*Г. Уэлман*

(Геологический факультет, Университет Виктории, Веллингтон, Новая Зеландия)

Более четкие представления о природе и скорости современных движений земной коры во многом укрепили бы связи между геологией и геоморфологией и принесли бы пользу обеим наукам. Анализом новейших движений коры занимаются различные науки — от структурной геологии до геоморфологии и геодезии. Хотя методы этих наук различны, по существу различие между науками состоит лишь в длительности периодов времени, которые они рассматривают. Тектонические процессы носят циклический характер, но периодичность их не вполне ясна и не может быть по-настоящему познана без помощи всех трех наук. Критический диапазон крупномасштабных процессов горообразования колеблется, вероятно, от 0,5 до 10 млн. лет. Их в основном изучают геоморфологи, однако геоморфологический анализ новейших движений земной коры не имеет хорошо разработанной количественной основы. Частично это вызвано тем, что необходимые для такой работы наблюдения слишком трудоемки, чтобы привлечь геоморфологов, и слишком тривиальны, чтобы заинтересовать геодезистов. Геоморфологический анализ слишком часто оказывается описательным и редко содержит указание на погрешность в оценке как времени, так и расстояний.

В настоящей работе предпринята попытка оценить положение во всех трех указанных областях знания, затронуть вопрос о погрешности наблюдений над изучаемыми движениями и указать на достижения, которые представляются наиболее значительными.

### ВВЕДЕНИЕ

Меня просили рассказать о современных движениях земной коры с учетом успехов, достигнутых в ходе работ по Проекту верхней мантии. Моя главная задача — осветить проблемы, возникшие за последние годы, и указать наиболее перспективное направление для дальнейших исследований. Меня просили также рассмотреть и оценить новые идеи.

Сразу же приходит на ум животрепещущее противоречие. Сам по себе анализ современных движений суши — очень медленный процесс; геодезисты знают, что между повторными наблюдениями должно пройти добрых пять лет. Этой медлительности противостоят волнующие открытия последних лет в океане. Поэтому я попытаюсь вначале оценить открытия в океане, а затем вернуться к современным движениям на суше.

Открытия в океане в значительной степени опираются на хорошо установленную последовательность линейных магнитных аномалий переменного знака намагничивания (обращение магнитного поля), которые в нескольких местах Земли располагаются симметрично. Эта симметрия является решающим фактором и противостоит незакономерному расположению аномальных зон на суше. Ее нельзя игнорировать и проще всего объяснить, связав с непрерывными интрузиями магмы в зоне срединно-океанических хребтов. Если это действительно так, то мы можем смело утверждать, что относительные горизонтальные перемещения блоков коры под океанами изучены лучше, чем такие же перемещения блоков на суше.

Одно из главных преимуществ работ по теме «Современные движения коры» — их связь с понятием скорости тектонических движений, т. е. с попыткой оценить среднегодовую скорость смещений и дать представление о погрешности оценки. В целом при оценке скорости движений по геологическим и геоморфологическим данным наименее точно определяется время. Необходимо знать возраст изучаемых морфоструктур, и он должен быть определен с точностью не менее 50%, чтобы такая оценка оказалась

полезной. Это требование удовлетворено для многих объектов возраста от 500 до 20 млн. лет и для многих объектов возраста от 30 тыс. лет до наших дней. Однако между 20 млн. и 30 тыс. лет существует большой разрыв. Вероятно, он будет частично заполнен в ближайшие годы: для удаленного от нас конца интервала в результате анализа магнитных аномалий переменного знака намагничивания, а для ближнего — путем использования новых методов определения возраста.

Тектонические деформации, безусловно, происходят периодически, а не непрерывно, однако продолжительность наибольших периодов изучена слабо и вполне может оказаться различной в разных местах. В Новой Зеландии и Японии средняя скорость деформаций за последние 100 тыс. лет на порядок выше, чем за последние 20 млн. лет, что указывает на периоды порядка 2 млн. лет. Если это справедливо повсеместно, то решающие сведения приходится на периоды от 20 млн. до 30 тыс. лет, данные по которым отсутствуют.

**Геометрия современных движений коры.** Данные о геологических структурах столь сложны, что геологи осмысливают их скорее графически и интуитивно, чем с помощью математических методов. Например, форму слоя, смятого в складки, можно передать изолиниями, которые не соответствуют простым геометрическим формам и нередко осложнены из-за наличия разрывов (их обычно называют разломами).

В то же время для блоков океанической коры, по-видимому, характерны более простые структуры. Считается, что относительные движения блоков горизонтальны, и поскольку Земля шарообразна, их можно выразить просто с помощью механизма вращения относительно некоторой оси.

Анализ современных движений коры невозможен без некоторой их геометрической модели или моделей. Используются две основные модели, но для процессов с разным масштабом времени. Обе они, хотя и просты в принципе, все же слишком сложны, чтобы на основании имеющихся данных мы могли получить полные выводы. Первая модель (для процессов большой продолжительности) — это движения жестких блоков, относительные перемещения которых рассчитываются согласно законам кинематики. Эти перемещения представляют собой сочетание вращения и параллельного переноса; они определяются шестью параметрами. Во второй модели деформации коры считаются однородными, причем предполагается, что любые прямые линии остаются прямыми; деформации также определяются шестью параметрами.

Характер наблюдений над движениями земной коры определяется большей частью методикой инструментальных измерений: почти все методы измерения зависят от направления силы тяжести. Теодолитами измеряют вертикальные и горизонтальные углы; при нивелировании измерения осуществляются только в направлении силы тяжести. Сила тяжести не менее важна и в геологии: основное допущение при интерпретации структур состоит в том, что все слои в момент их отложения залегали горизонтально.

В геодезии в отличие от геоморфологических и геологических наблюдений решающее значение имеет не время, к которому относятся наблюдения, а точность наблюдений сама по себе. А поскольку она, как правило, со временем возрастает, то наиболее важное значение обычно имеет точность первого наблюдения. Поэтому для любой геодезической съемки первостепенное значение приобретает оценка надежности различий, выявленных при повторном наблюдении. При всех геодезических съемках предусматривается внутренняя проверка данных, которая позволяет судить, каков порядок точности измерений, однако систематическую погрешность выявить труднее, и потому большее доверие к надежности полученных геодезических данных внушают проверки внешние.

Существуют три рода таких внешних (не связанных с самими измерениями) проверок: 1) согласованность данных с данными геоморфологических или геологических наблюдений; 2) результаты приводят к простой геомет-

рической картине движений; 3) результаты согласуются во времени. Допуская, что скорость движений постоянна, устанавливают, что данные третьей съемки согласуются с данными первых двух съемок.

Условия для первой проверки налицо в Швеции и Финляндии, где геодезические данные о знаке и амплитуде поднятий соответствуют данным, полученным при изучении следов древних береговых линий установленного возраста. Это же относится к Новой Зеландии и Калифорнии, где геодезически установленные сдвиговые смещения имеют тот же знак, что и правосторонние смещения, определенные по геоморфологическим и геологическим наблюдениям. Второй тип проверки был осуществлен в Финляндии, где изолинии поднятий были почти прямолинейны и находились почти на одинаковом расстоянии. Третий тип проверки использовали редко, поскольку такая проверка требует много времени. Единственным хорошо известным примером могут служить повторные геодезические измерения на разломе Сан-Андреас, указывающие на непрерывные сдвиговые смещения такого же знака и примерно такой же скорости, на какую указывали предыдущие наблюдения.

**Внезапные смещения.** Первостепенное значение имеет деление тектонических движений на внезапные и постепенные. Все внезапные смещения непосредственно связаны с землетрясениями. Постепенные смещения могут быть изостатическими, а могут предшествовать землетрясению или следовать за ним. Чем выше точность наблюдений, тем точнее можно определить постепенные смещения. Для внезапных смещений вопрос ставится совсем по-другому: единственным важным фактором является отношение величины внезапного смещения к тому пороговому значению, при котором его можно определить. Как для постепенных, так и для внезапных смещений следует рассмотреть три типа движений: разломообразование, наклоны и вертикальные перемещения (поднятия или погружения).

Пороговое значение смещений по разлому, при котором они могут быть обнаружены, зависит от рельефа, а также от освоенности рассматриваемого района. В Новой Зеландии, например, все данные об активном разломообразовании получены на дорогах, железнодорожных путях или иных объектах культурного ландшафта. Так, после землетрясения в Инангахуа в 1968 г. были обнаружены два активных разлома: один из них сместил дорогу, а другой — железнодорожный путь. Этот район почти весь покрыт густым лесом, и хотя ясно, что основная часть разлома проходит в лесу, найти его следы там невозможно. Таким образом, условия окружающей среды определяют, будет ли обнаружен активный разлом.

Оползни, возникающие после разрушительных землетрясений, производят гораздо большее впечатление, чем активные разломы, так что не удивительно, если человек, не знакомый с геологией, не обратит внимания на важный разлом со смещением 3 м, попав в район, где 10% горного склона сползло в долину. Таким образом, активный разлом может быть отмечен лишь наметанным глазом специалиста.

Для естественных объектов, находящихся в наиболее благоприятных условиях, таких, как Мекеринг в Западной Австралии, вертикальные смещения по разлому можно определить с точностью около 0,1 м. Ввиду отсутствия естественных линий отсчета амплитуду горизонтальных смещений труднее измерить, чем амплитуду вертикальных, и они вполне могут остаться незамеченными; в целом точность их измерения не превышает 1 м. Опасность ошибки связана с тем, что разломообразование происходит большей частью вдоль древних линий разломов, и при отсутствии искусственных ориентиров, время сооружения которых можно установить, важно не спутать ранние подвижки с последним смещением по разлому. Путаница такого рода произошла в Новой Зеландии после землетрясения 1848 г., когда образование всех рытвин, тянущихся по склонам холмов вдоль активных разломов и, вероятно, формировавшихся многие тысячелетия, было приписано последнему толчку.

Измерение вертикальных смещений и наклонов производят от некоторой известной ранее (искусственной или естественной) поверхности отсчета. При нивелировании определяют уровень поверхности основных сооружаемых объектов. В этом отношении нам в Новой Зеландии особенно повезло, и в трех районах землетрясений оказалось возможным определить амплитуду вертикальной подвижки и наклоны при землетрясении благодаря тому, что там случайно оказались железные дороги и другие объекты с реперами нивелирования.

Море, озера и реки представляют собой естественные поверхности отсчета. Что касается береговой линии, то немногочисленные простые наблюдения, проведенные перед землетрясением, позволяют намного увеличить точность определения амплитуды вертикального смещения при землетрясении. Например, в Новой Зеландии, как, безусловно, и в других районах, высота над уровнем моря береговых валов и других форм рельефа поднимающегося берега может составлять от 1 до 10 м. Если эту высоту измерить, то существенно возрастет точность, с которой можно будет определять последующие внезапные поднятия берега. На скалистых берегах столь же полезно знать высоту форм, созданных организмами, например, высоту линии прикрепления к скалам ракушек.

Внезапные поднятия должны были происходить и в прошлом, но они редко точно фиксируются в геологической летописи. Поднятые береговые валы на восточном побережье острова Северного Новой Зеландии, а возможно, и аналогичные формы на Аляске, вероятно, свидетельствуют о древних внезапных поднятиях. В Новой Зеландии [25] такие поднятия моложе самой высокой голоценовой береговой линии, возраст которой 6500 лет, причем в большинстве случаев отмечается шесть или семь таких береговых валов, свидетельствующих о том, что внезапные поднятия берега, по-видимому, происходили с интервалом около 1000 лет.

Если бы удалось скоррелировать следы поднятых береговых линий, находящиеся поблизости друг от друга, то оказалось бы возможным получить представление о длительности каждого отдельного поднятия, а тем самым и о магнитуде и частоте сильных землетрясений; это, однако, еще предстоит сделать.

## ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ И ДРЕЙФ

**Вертикальные смещения.** Классический способ регистрации вертикальных движений (как положительных, так и отрицательных) — использование мареографов (измерителей прилива). При этом принимается простейшее допущение, что уровень океана изменяется синхронно во всем мире. Для любого интервала времени необходимо знать две величины: изменение уровня Мирового океана и изменение уровня моря относительно суши для данной мареографической станции. Если бы мареографы были установлены на поверхности Земли равномерно и достаточно часто, то оценить изменение уровня Мирового океана можно было бы, исходя из среднего его значения для всех станций. Однако мареографы расположены незакономерно, и, вероятно, лучшее, что можно сделать, — это рассчитать изменение уровня, исходя не из среднего, а из модального значения. Такой метод позволяет определить, что в течение последних 30 лет уровень Мирового океана поднимается каждый год примерно на 0,8 мм. Показания мареографа в Амстердаме (где записи велись дольше всего), а также расстояния между следами последовательных береговых линий в областях, испытывающих изостатическое поднятие, дают некоторые основания считать, что современное поднятие уровня представляет часть 400-летнего цикла изменений уровня с амплитудой около 1 м.

Чтобы обеспечить поступление полезных данных, мареографы должны находиться под контролем постоянной и надежной организации; нужны

и периодические повторные нивелирования, создающие уверенность, что наблюдения относятся к устойчивому грунту, а не, например, к точке, которая медленно оседает из-за уплотнения грунта.

Если пренебречь внезапными смещениями, о которых уже говорилось, то лучшее, на что можно надеяться, — это получать значимые результаты спустя каждые пять или десять лет. Мареографы дают сведения о вертикальных смещениях лишь для побережья. В глубине страны данные о смещениях можно получить с помощью высокоточного нивелирования, сеть которого привязана к мареографическим станциям (имеется в виду, что через соответствующие интервалы времени проводится повторная съемка). Таким образом, единственная возможность обеспечить поступление полезной информации от мареографов в течение срока, достаточного, чтобы эти данные имели значение для тектоники, — это непосредственное участие в работе геодезических организаций, интересующихся современными движениями земной коры.

В большинстве мест срок, в течение которого ведутся записи мареографов, не превышает 100 лет. Для этого интервала времени поднятие, как правило; считается линейным, а нелинейность наблюденных данных относят за счет влияния климата: колебаний атмосферного давления, ветра и приливов. Нелинейные отклонения можно уменьшить примерно вдвое методом последовательных приближений, опираясь на местные данные об атмосферном давлении. Самый непосредственный способ уменьшить нелинейную составляющую данных в пределах небольшой территории — использовать метод разностей; однако разности характеризуют не вертикальное смещение, а наклон, о чем пойдет речь в соответствующем разделе.

Точность (т. е. вероятная погрешность) определения вертикального смещения по данным мареографов (при допущении, что поднятия линейны, наблюдения ведутся 100 лет и среднегодовой местный уровень моря определяется с точностью до 20 мм) равна  $\sim 0,2$  мм/год.

Два обстоятельства затрудняют или даже делают невозможной оценку долговременных смещений при горообразовании по сравнительно коротковременным записям мареографов. В областях, испытывающих внезапные смещения при землетрясениях, постепенные смещения в период между землетрясениями не могут обладать такой же скоростью и вполне могут иметь иное направление, чем суммарные долговременные движения. Поэтому было бы ошибочным считать, что данная местность (например, Веллингтон, Новая Зеландия) тектонически стабильна, поскольку мареографы не зарегистрировали там поднятий. Ведь известно, что поднятия там происходили при землетрясениях, о чем свидетельствуют следы поднятых плейстоценовых и голоценовых береговых линий. Второе затруднение связано с уплотнением грунта, обусловленным режимом грунтовых вод. В некоторых местах отмечалось проседание на несколько метров за немногие десятилетия, и такие проседания могут происходить во многих местах, где мареографы расположены не на коренных породах. В таких случаях существенное значение приобретает периодическая привязка данных к станциям, находящимся на коренных породах.

Как сообщил Ямагути [26], мареографы могут приобрести большое значение при прогнозировании землетрясений: за несколько лет до начала катастрофических землетрясений были зарегистрированы аномальные изменения уровня, достигавшие 200 мм.

**Вертикальные движения по данным о следах береговых линий.** Следы непрерывных береговых линий можно рассматривать как старые и несколько неточные реперы нивелирования, по которым нужно только провести повторное нивелирование, чтобы получить полезные данные о вертикальных смещениях. Обычно они соответствуют поднятиям, а не погружениям. Во многих местах наличие смещений очевидно, и часто сведения об их скорости можно получить с меньшей затратой усилий, чем требует геодезическое нивелирование.

Основные требования к «реперам» береговых линий во многом такие же, как и к данным мареографов. Чтобы определить среднюю скорость вертикальных смещений со времени формирования данной береговой линии, необходимо знать 1) время ее формирования; 2) высоту, на которой она находилась тогда над средним уровнем моря; 3) ее современную высоту над средним уровнем моря; 4) высоту уровня моря в эпоху формирования береговой линии относительно высоты современного уровня. Возраст береговой линии можно определять непосредственными и косвенными методами. К непосредственным методам относятся археологические и радиометрические. Из радиометрических чаще всего используют датирование по радиоактивному углероду, но оно пригодно лишь для объектов не старше примерно 20 000 лет.

Косвенное датирование возможно, когда четко выражены следы непрерывной береговой линии, сформировавшейся при специфических условиях, причем время существования таких условий можно установить. Такими легче всего датируемыми отрезками времени являются периоды, когда не происходит вертикальных движений моря относительно суши.

Если, например, уровень моря поднимается со скоростью 2 мм/год, то четкая береговая линия не формируется, если только суша не поднимается с такой же скоростью. От шести до семи тысяч лет назад скорость поднятия уровня моря снизилась от примерно 20 мм/год почти до нуля и с тех пор уровень моря существенно не изменился. На большинстве побережий, поднимавшихся со скоростью 2—20 мм/год, имеется соответствующая четко выраженная береговая линия, которую принято называть наивысшей береговой линией голоцена. Если считать, что средняя скорость вертикальных движений суши постоянна, то, исходя из сказанного, можно оценить скорость вертикальных движений и возраст рассматриваемой береговой линии при условии, что известна кривая эвстатических изменений уровня.

Поднятие уровня моря было обусловлено таянием материковых льдов после начала современного межледникового периода. Аналогичные береговые линии формировались и в начале предыдущих межледниковых эпох, но, поскольку они древнее, их труднее коррелировать и их возраст нельзя определить радиоуглеродным методом, намного облегчающим датировку.

Единственный способ непосредственно оценить высоту формирования древней береговой линии — это определить, на какой бы высоте она формировалась сейчас. Главными факторами здесь являются уровень прилива и отлива и интенсивность штормовых волн; эту задачу осложняют возможные изменения побережья после формирования древней линии.

Точность оценки зависит от местных условий; в общем чем интенсивнее эрозия и чем больше разница между уровнями прилива и отлива, тем грубее оценка. Поэтому существенно, чтобы, кроме высоты поднятых берегов, оценивалась и их высота во время формирования берега. Если этого не сделать, то указанную высоту над средним уровнем моря можно рассматривать как величину поднятия суши. Лучше дать приближенную оценку, чем обойтись без нее совсем, потому что большая точность одного измерения не компенсирует отсутствия второго измерения, не менее важного.

Определение высоты береговой линии над средним уровнем моря представляет собой просто задачу нивелирования. Наиболее подходящая методика измерений зависит от требуемой точности. Большинство голоценовых берегов имеет неровности не менее 0,2 м, а у более древних берегов они еще больше. Поэтому, когда расстояние до моря не превышает 1 км, удобной линией визирования для быстрого нивелирования является видимый горизонт моря (при условии, что сделана поправка на его понижение).

Чтобы определить уровень моря во время образования данной береговой линии, нужна приемлемая кривая, отражающая эвстатические изменения уровня моря вплоть до рассматриваемого периода времени. Построить такую кривую тем труднее, чем древнее рассматриваемая береговая линия.

При работе с мареографами лучшая оценка — модальные значения уровня моря для любого периода в прошлом. Они зависят лишь от непредвзятости используемой нами выборки из имеющихся наблюдений в отличие, например, от данных наблюдений, приуроченных к областям поднятий. Для нынешнего межледниковья географическое распределение данных наблюдений вполне удовлетворительно, так что высота уровня моря за последние 6000 тыс. лет известна нам с точностью не менее 3 м. Однако большинство исследований по древним межледниковьям относится к областям поднятых береговых линий, и поэтому до недавнего времени считалось, что за последние примерно 300 тыс. лет уровень моря снижался. Более равномерная выборка наблюдений показала, что, вероятно, это не так.

Большая часть полученных кривых изменения уровня опирается на единичные примеры наблюдений, относящиеся к различным местностям, причем при оценке возраста единственным источником была радиометрическая датировка. Точность имеющейся сейчас кривой для последних 10 тыс. лет (голоцен) можно было бы намного увеличить ценой сравнительно небольших затрат, пробуравив скважины в подходящих местах и получив последовательный (во времени) ряд образцов, что позволило бы проверить точность радиометрических данных.

Для поднятых береговых линий возраста менее 7000 лет оценка скорости их предполагаемых поднятий зависит в основном от погрешности определения высоты берега над уровнем моря во время его формирования, когда поднятия невелики, или от погрешности определения возраста следов береговой линии, когда скорость поднятий велика. Первый случай важнее, и поэтому на большей части побережий невозможно определить поднятия, происходящие со скоростью менее 0,5 мм/год. При скорости поднятий более 1 мм/год точность определения скорости составляет около 0,2 мм/год, когда возраст поднятого объекта определен достаточно хорошо.

Если считать, что за последние примерно 100 тыс. лет поднятия происходили равномерно, то для определения скоростей менее 0,5 мм/год особенно существенны поднятые формы рельефа, датируемые нынешним и предыдущим межледниковьем. Оценка скорости предполагаемых поднятий в этом случае зависит от погрешности в данных об уровне моря в течение межледниковий и о возрасте поднятых форм. Первая трудность преодолевается лучшим отбором из имеющихся наблюдений, вторая — новыми радиометрическими методами определения возраста; по-видимому, в ближайшие годы мы узнаем значения средней скорости вертикальных смещений для гораздо большего числа побережий.

**Дрейф.** Вертикальные смещения относятся к движениям, происходящим в направлении поля тяготения. Термин «дрейф» используется для обозначения смещений, происходящих в любом из направлений, перпендикулярных указанному. Вследствие вращения Земли удобно подразделять дрейф на изменения по широте и по долготе. Следует рассматривать лишь изменения этих параметров, поэтому неправильности формы геоида незначительны, и достаточно поставить вопрос о том, насколько точность, с которой можно определить изменения широты или долготы конкретного пункта, сопоставима с вероятными фактическими изменениями. Трудности наблюдения, препятствующие из-за короткопериодных вариаций положения или скорости оси вращения Земли, можно преодолеть, точно маркируя наблюдения во времени.

Что касается точности других наблюдений над современными движениями земной коры, то со временем она возрастает, и точность оценки скорости движений зависит от точности первого наблюдения и от длительности периода, разделяющего наблюдения. Пока точность еще недостаточна, чтобы обнаружить смещения широты или долготы. За последние примерно десять лет проводились наблюдения с призматической астролябией, позволяющие установить смещения координат на расстоянии около 1 м. Максимальная точность оценки скорости смещений составляет при этом около 100 мм/год. Максимальная же скорость ожидаемых смещений равна примерно 50 мм/год,

так что при проведении необходимых наблюдений значимые результаты могут быть получены через 20 лет. Однако новые, более точные методы, такие, как отражение лучей лазера от искусственных спутников или от Луны, вероятно, позволят уже сейчас получить первый значимый результат. Согласно Аардому [1], требуемая точность измерений может быть достигнута с помощью «интерференции на очень длинном базисе» с использованием радиоизлучения одной или более галактик.

**Дрейф по палеоклиматическим данным.** Полный обзор данных о новейших движениях земной коры должен включать и данные о палеоклиматических изменениях, зафиксированных в геологическом разрезе благодаря ископаемым организмам или специфическим отложениям. Особенно важны для анализа новейших движений коры виды ископаемой флоры, чувствительные к температуре. Большая часть доказанных изменений обусловлена просто колебаниями температуры при смене оледенений плейстоцена. Диапазон этих колебаний достигает  $7^{\circ}\text{C}$ , что при  $45^{\circ}$  с. ш. соответствует изменению высоты примерно на 1500 м или изменению широты на  $10^{\circ}$ . Поверхности равной температуры имеют сложную форму, но в общем они снижаются в сторону от экватора, а при приближении к полярным областям спускаются ниже уровня моря. Следовательно, доказанные изменения температуры можно истолковать как показатель изменения либо широты (как, например, для ископаемой флоры Антарктиды), либо высоты (как, например, для флоры третичных отложений в Андах).

Чем сильнее ископаемые растения отличаются от современных форм, тем труднее судить по ним о соответствовавших им климатических условиях. Лишь для последних 25 млн. лет сходство ископаемой и современной растительности достаточно близко, чтобы оценки возможных изменений температуры были надежны хотя бы с точностью до нескольких градусов.

## ДИФФЕРЕНЦИРОВАННЫЕ ДВИЖЕНИЯ

Во многих местах дифференцированные движения земной коры происходят вдоль зон, которые настолько узки, что их можно рассматривать как плоскости; породы в пределах этих зон можно считать жесткими; в этом случае анализ происходящих движений оказывается сравнительно простым [2]. Было рассмотрено два типа таких движений: расталкивание пород при внедрении даек и разломообразование. Первый тип довольно прост. Большинство даек вертикально, и чаще всего при внедрении дайки породы по обе ее стороны, по-видимому, раздвигаются в направлении, перпендикулярном ее простиранию. В качестве такого типа движений можно рассматривать раздвигание океанического дна (спрединг). Второй тип движений сложнее: плоскость разлома может иметь любой угол наклона и колебаться от горизонтальной до вертикальной, а смещения по ней могут происходить в любом направлении. Ради удобства рассматриваются только два вида смещений: по падению и по простиранию разлома; однако в большинстве разломов подвижка представляет собой сочетание обоих видов. Смещения первого вида бывают нормальными (сброс по падению) или обратными (взброс по восстанию), т. е. сброс означает растяжение земной коры, а взброс — ее сжатие. Смещения второго вида (сдвиговые) бывают правыми и левосторонними. Сведения о характере разломообразования — это основа для понимания тектоники района. К сожалению, мы располагаем лишь небольшим количеством исчерпывающих данных о разломах; исключение составляют те немногие разломы, которые были активными на протяжении последних тысячелетий. Важнее всего установить элементы падения разлома и линию отсчета, от которой некогда началось его разрастание. Разломы, как правило, ограничены раздробленными породами, и поэтому редко можно точно определить падение плоскости разлома. Более того, нельзя считать, что падение плоскости разлома на глубине совпадает с ее падением на поверхности. Так, например, при прослеживании Альпийского разлома в высо-

когорной части Южных Альп Новой Зеландии вдоль склонов долин, ведущих к водоразделу и проходящих у подножия гор, часто отмечают возрастание угла падения разлома от 0 до 60°. Различие между сбросом и взбросом состоит в том, вверх или вниз движется верхнее крыло разлома; пока это не выяснено, невозможно отличить взброс от сброса, а значит, определить, происходит ли здесь растяжение или сжатие коры.

Поскольку линия отсчета (от которой начались смещения), как правило, отсутствует, для большинства разломов невозможно определить истинное направление смещения; удается установить лишь его компоненту вкрест напластования. Поверхность напластования, достаточно обширная, чтобы разлом смещал ее на всем протяжении, должна быть почти горизонтальной, и поэтому в стратиграфической последовательности отражается лишь компонента разлома по падению. Более полное представление о соотношении сдвиговой и сбросовой компонент дает изучение разрывов грунта при исторических землетрясениях; меньшее значение имеет аэрофотосъемка смещенных форм рельефа. Рассматривая смещения при землетрясении, следует учитывать не только их величину, но и длину интервала, на котором они имели место. Тогда сразу становится очевидным, что подвижка по простиранию имеет не меньшее значение, чем подвижка по падению. Примечательным примером сдвигов могут служить смещения при землетрясениях на разломе Сан-Андреас в Калифорнии и на Анатолийском разломе в Турции. Характер смещения форм рельефа по разлому много легче оценить, если смотреть на них издали, а не непосредственно в месте нарушений. Таким образом, лучший способ определения направления смещений по активным разломам — это изучение под стереоскопом сделанных вертикально аэрофотоснимков<sup>1</sup>.

При анализе возникают еще два дополнительных затруднения. Во-первых, разломы испытывают вращательное движение вместе с вмещающими их породами и с течением времени направление падения разлома может существенно измениться. Второе затруднение связано с тем, что для большинства разломов мы не можем определить, как изменились смещения по ним во времени. Как правило, известно только суммарное смещение от некоторого момента в прошлом до настоящего времени. Скорость смещений едва ли равномерна во времени, но ради удобства описания обычно принимают, что все смещения приурочены к некоторой более или менее гипотетической фазе орогенических движений.

Скорость смещений на суше известна нам довольно хорошо лишь для движений, протекавших в течение последнего миллиона лет (или еще меньше). Среднюю скорость смещений по Альпийскому разлому Новой Зеландии можно оценить по смещениям краев позднечетвертичных террас и речных долин, по-видимому, заложенных в межледниковье. Неопределенность при датировании указанных форм рельефа предопределяет и неточность оценки скорости их смещения. Смещенные речные террасы располагаются большей частью на ответвлениях Альпийского разлома, а не на нем самом. В семи местах смещены серии речных террас, причем в большинстве случаев смещения (как горизонтальные, так и вертикальные) примерно пропорциональны высоте смещенной террасы над современным уровнем реки. Террасы врезаны в поверхность аккумуляции, которая, по-видимому, повсюду является самой молодой. Таким образом, ее следует отнести к позднечетвертичному времени, но данных для непосредственного определения ее возраста нет и предложенные оценки колеблются от 10 до 30 тыс. лет; вероятный возраст этой поверхности составляет  $15 \pm 5$  тыс. лет. Сумма горизонтальных смещений по всем примерно параллельным разломам равна 300 м, так что среднегодовая скорость смещений составляет  $20 \pm 10$  мм/год.

Смещенные речные долины приурочены к самому Альпийскому разлому и служат главным доказательством правосторонних подвижек по нему.

<sup>1</sup> Особенно полезны космические снимки. — *Прим. ред.*

Эти долины, вероятно, сформировались в ходе интенсивного врезания во время последнего межледникового примерно 100 тыс. лет назад и после начала смещений подверглись оледенению. Среднее правостороннее смещение составляет для них около 1,3 км и, таким образом, среднегодовая скорость смещений равна примерно 13 мм/год, если возраст долин определен правильно.

**Раздвигание океанического дна (спрединг).** По мнению автора, наиболее значительные данные об относительных движениях земной коры в настоящее время относятся к дну океана. Наблюдаемую симметрию нескольких магнитных профилей и их корреляцию проще всего объяснить непрерывными интрузиями магмы по типу внедрения дайки, происходящими вдоль гребней срединно-океанических хребтов. Эти профили, датируемые путем сопоставления с известными моментами изменения полярности магнитного поля, свидетельствуют о том, что во многих местах в течение последних 10 млн. лет происходили, по существу, непрерывные относительные движения земной коры. Геометрическая интерпретация таких движений столь же применима для блоков суши, как и для океанического дна. При этом предполагается, что в каждый данный момент амплитуда дифференциальных горизонтальных движений намного больше вдоль узких поясов, чем где-либо в ином месте. Таким образом, области между поясами (блоки) рассматриваются как существенно жесткие, и поскольку Земля шарообразна, то относительные движения, пересекающие любой из этих поясов, представляют вращение относительно некоторой оси. Для поверхности, площадь которой мала по сравнению с поверхностью Земли, такое движение напоминает скольжение одного листа бумаги по другому в стопке листов. Геологи, изучающие крупные сдвиговые смещения, исходили из этой предпосылки уже многие годы, но, как и автор, применительно к плоской Земле, не осознавая, что вращение здесь столь же возможно, как и простое параллельное смещение.

Эйлеровская кинематика, описывающая перемещения на поверхности сферы, хотя сама по себе и полна, но учитывает лишь горизонтальные смещения, оставляя вертикальные смещения, которые больше всего интересуют геолога, без внимания. Скорость спрединга достигает 50 мм/год, т. е. намного больше, чем скорость любых горизонтальных смещений, установленных до сих пор на суше.

### НАКЛОНЫ И ПОВОРОТЫ

Термин «наклон» (tilt) применяют для обозначения изменения угла наклона поверхности, а термин «поворот» (yaw) — для обозначения изменения азимута ее простираия. Они аналогичны, поскольку оба описывают изменения угла: первый — вертикального, а второй — горизонтального. Чтобы облегчить сопоставление, их значения приводятся в радианах, причем за единицу принята величина  $10^{-9}$  рад, что соответствует смещению в 1 мм на 1000 км длины.

**Наклоны.** При анализе современных движений земной коры проще всего измерять наклоны. Наклон идентичен падению слоя и, подобно падению, характеризуется величиной и направлением. Во всех направлениях, отличающихся от направления падения, компонента наклона меньше полного наклона. Чтобы определить наклон, нужно знать лишь изменение вертикального смещения на некотором расстоянии; истинная величина смещения при этом безразлична. Поэтому наклон известен во многих местах, где смещения не определены (лучший пример — наклонные слои).

Если вертикальные смещения (или их разности), происходившие на определенной территории в течение определенного времени, изображены в виде изолиний, то величину наклона можно определить по расстоянию между изолиниями, а его направление показать стрелкой, перпендикулярной изолиниям и направленной в сторону уменьшения высоты.

Точность оценки изменения наклонов зависит от точности измерений интервалов времени и углов наклона. Как это имеет место и при других измерениях скорости современных движений, погрешность при оценке скорости наклонов в основном зависит от точности измерения углов при геодезической съемке и от точности измерения интервала времени при негеодезических измерениях. Геодезический метод определения наклона состоит в проведении нивелирования и повторном нивелировании через определенный интервал времени. Как уже упоминалось выше, точность нивелирования со временем возрастала, так что наибольшее значение имеет точность первой съемки. Точность ранних нивелирований оценил Бендефи [3]. В то же время, если считать, что скорость изменения наклона постоянна и все проведенные нивелирования были одинаково точны, точность оценки этих изменений будет зависеть непосредственно от времени, прошедшего между повторными съемками. Таким образом, следует учитывать два фактора: возрастающую точность нивелирования и интервал времени между съемками. Поскольку погрешности измерения частично компенсируют друг друга, то погрешность при нивелировании возрастает пропорционально не самой длине линии нивелирования, а квадратному корню из нее. Поэтому чем больше длина линии нивелирования, тем меньше погрешность при оценке изменений наклонов, так что при сопоставлениях съемок следует учитывать и расстояния (длину линий). Если исходить из расстояния 1000 км и периода между съемками 30 лет, то точность, с которой оценивается среднегодовое изменение наклона (в единицах  $10^{-9}$  рад), составляет около 3000 для 1850 г., 200 для 1900 г. и 2 для 1970 г.

При обсуждении результатов повторных геодезических нивелирований проводят различие между данными, которые указывают на изменения того же знака, что и геоморфологические наблюдения, и данными, которые не подтверждены геоморфологически. К данным первого рода относятся сведения об изостатических и тектонических изменениях уровня поверхностей. Периодичность изостатических изменений имеет порядок  $10^4$  лет; этого времени недостаточно для образования гор, но соответствующие изменения выражены морфологически в виде поднятых наклонных береговых линий. Классическим примером геодезического нивелирования в таких областях являются работы, проведенные в Финляндии; полученные там данные [10] согласуются с данными о береговых линиях, но намного детальнее. Данные нивелирования, проведенного в США и Канаде, также согласуются с геоморфологическими данными об изостатических поднятиях на севере Северной Америки.

Под тектоническими изменениями мы понимаем здесь такие достаточно длительные движения, которые приводят к образованию гор или аналогичных отрицательных форм рельефа и, вероятно, имеют периодичность порядка  $10^5$ — $10^7$  лет. Геодезические измерения во Франции, Италии и Швейцарии подкрепляют данные о современных поднятиях в краевой зоне Альп и указывают на скорость наклона около  $17 \cdot 10^{-9}$  рад/год. Геологические и геоморфологические данные о наклонах (погружениях), направленных в сторону Мексиканского залива, подкреплены данными нивелирования, проведенного в 300 км западнее Нового Орлеана, согласно которым направленный к югу наклон изменяется со скоростью не менее  $40 \cdot 10^{-9}$  рад/год.

Большая часть изменений уровня, выявленных при повторном нивелировании, не подкреплена геоморфологически. Поэтому геологи относятся к ним подозрительно, не исключая случая, когда эти изменения сильно превышают погрешность нивелирования. О таких наклонах и поднятиях сообщалось в Советском Союзе, Канаде и США. Вероятно, наиболее убедительны данные, полученные в США [16], где четыре линии нивелирования выявили приблизительно округлое по форме поднятие с центром в Атланте, штат Джорджия, и скоростью изменения наклона около  $20 \cdot 10^{-9}$  рад/год. Интервал между съемками составлял 40 лет, и погрешности измерений была на целый порядок меньше, чем установленные изменения.

Представляется вероятным, что эти изменения наклона реальны и, таким образом, возможно, что аналогичные движения происходят во многих частях Земли, как происходили и в прошлом. Их длительность, судя по отсутствию геоморфологически выраженных изменений, не должна превышать  $10^4$  лет, но, как свидетельствуют геодезические съемки, вероятно, больше  $10^2$  лет. Следовательно, амплитуда этих движений, по-видимому, составляет немногие метры; их наличие не противоречит стратиграфическим данным о стабильном режиме соответствующих областей. Существует распространенное, хотя и не мотивируемое представление, согласно которому образование осадочных слоев происходит не медленно и равномерно, а импульсами, причем большая часть времени приходится на перерыв между отложением тонких слоев. Такая ритмичность осадконакопления, возможно, объясняется распространением в региональном масштабе пульсирующих движений описанного типа — с длиной волны в несколько сотен километров, периодом около  $10^3$  лет и амплитудой порядка метра; эти движения накладываются в процессе осадконакопления на длительные погружения. С точки зрения тектонических и изостатических движений подобные пульсации представляют собой просто случайный шум, но если они достаточно распространены, то с помощью геодезических измерений по ним можно судить о тенденции долговременных движений.

**Наклономеры.** Точность наклономеров достигает  $10^{-9}$  рад/год и выше (при непрерывной записи), так что они, видимо, являются идеальными приборами для регистрации наклонов. Один прибор регистрирует наклоны в одном пункте или в пределах небольшой территории. Тем самым первостепенное значение приобретает вопрос локальной устойчивости записи; оказалось, что в этом отношении данные наклономеров несовершенны, если не считать записей сравнительно сильных и быстрых движений при извержениях вулканов. На первый взгляд, лучше всего устанавливать прибор на прочных породах, таких, как граниты. Однако прочные породы не более монолитны, чем бетонная плотина; они разбиты трещинами на отдельные глыбы, каждая из которых может характеризоваться своими скоростью и направлением наклона.

Поэтому возможно, что участок с рыхлыми, но не трещиноватыми породами больше подходит для регистрации долговременных региональных движений, чем участок, сложенный твердыми, но трещиноватыми породами. В настоящее время наклономеры, вероятно, лучше всего использовать для регистрации сравнительно скоротечных смещений, которые предшествуют некоторым землетрясениям, а также для регистрации смещений, связанных с проявлениями вулканизма.

**Наклоны при вулканизме.** Наиболее активные вулканы отличаются симметричной формой и более или менее периодически извергают лаву; период между извержениями колеблется от нескольких лет для некоторых небольших вулканов с андезитовой лавой, как на острове Уайт, Новая Зеландия, до тысячи лет и более для вулканов, характеризующихся сильными извержениями и извергающих липаритовые туфолавы, как на озере Таупо, Новая Зеландия. Для большей части вулканов известны только их форма, химический состав лавы и время извержений. У некоторых изучен также сейсмический фон, порождаемый вулканами во время извержения, перед ним и в периоды покоя. Анализ движений коры дал новые и важные сведения о вулканизме. Склоны большей части вулканов столь круты, что обычные методы нивелирования там непригодны. Однако симметрия вулканов позволяет при наличии лишь немногих сейсмографов и измерении только нескольких расстояний получить полезную информацию о скорости поднятия вулканической постройки перед извержением и скорости проседания после него. Лучшее исследование такого типа выполнено для вулкана Килауэа, остров Гавайи [6].

Обычные методы нивелирования применялись на острове Уайт, где вулкан легко доступен, а дно кратера достаточно полого. Нивелирование

повторяли там примерно каждые три месяца в течение четырех лет; за это время произошли два небольших извержения. Наклоны при этом быстро возрастали при скорости  $10^6 \cdot 10^{-9}$  рад/год, длине волны 100 м и амплитуде в несколько сотен миллиметров. В целом движения носили сложный характер и не соответствовали простой картине сводообразного поднятия и последующего проседания.

**Наклоны по данным мареографов.** Как уже упоминалось выше, данные мареографов о среднегодовом уровне моря отличаются сильными нерегулярными флуктуациями, вызванными изменением атмосферного давления и приливами. На многих побережьях эти флуктуации почти одинаковы для разных станций, даже если последние разделены сотнями километров. Поэтому удается исключить значительную часть флуктуаций, используя разности, т. е. считая данные одной из станций фиксированными, а отклонения остальных определяя как наклон, вернее, как компоненту наклона относительно фиксированной станции. Нет нужды говорить о том, что при непосредственном учете вариаций атмосферного давления можно получить еще лучшие результаты. О степени точности, с какой (при благоприятных условиях) можно определять изменения наклонов, свидетельствует работа Якубовски [9] по Балтийскому морю. На нескольких станциях имеются надежные записи для последних 60 лет, судя по которым изменения наклонов линейны. Точность среднегодовых разностей данных составляет примерно 30 мм, расстояние между станциями равно приблизительно 300 км. Таким образом, точность оценки среднегодовой компоненты наклона равна  $2 \cdot 10^{-9}$  рад/год, что даже лучше точности геодезических данных. Однако эти результаты относятся лишь к ограниченному числу имеющихся мареографических станций и соответственно более полезны только в тех случаях, когда длина волны сводовых изгибов велика по сравнению с расстоянием между станциями, как это имеет место в случае Балтийского моря.

Измерения в озерах, которые бесполезны для оценки вертикальных смещений, для оценки наклонов столь же пригодны, как и измерения в морях. Наиболее известный пример — это Великие озера Северной Америки и озера Финляндии. Изменения наклона на озере Каллавеси в Финляндии [21] приблизительно линейны, точность среднегодовых разностей равна примерно 20 мм, расстояние между станциями составляет около 50 км, записи ведутся около 50 лет. Таким образом, точность среднегодовой компоненты наклонов составляет около  $8 \cdot 10^{-9}$  рад/год. Для сравнения укажем, что среднегодовые изменения наклонов равны для Финляндии около  $15 \cdot 10^{-9}$  рад/год.

**Наклоны по данным непрерывного сейсмического зондирования.** Применяя методику непрерывного зондирования отраженными волнами, мы можем получать сведения о четвертичных поверхностях, не только выраженных в рельефе или вскрытых в скважинах и неглубоких выработках, но и продолжающихся под дном моря. Открылась новая обширная область для изучения. Как и для большинства четвертичных поверхностей, основное затруднение состоит в определении их возраста. Применявшийся метод датировки был косвенным; он аналогичен определению возраста береговых линий межледниковых эпох с той лишь разницей, что использовались не высокие уровни моря во время межледниковья, а низкие уровни моря во время ледниковых эпох. Если каждый из последующих низких уровней моря был выше предыдущего, а аккумуляция осуществлялась вплоть до волноприбойной зоны и дно моря не испытывало наклона, то в результате уровням низкого стояния моря должны соответствовать параллельные границы несогласно залегающих осадков. Поэтому отклонения границы несогласного залегания от параллельности интерпретировались как следствия наклонов; таким образом, можно было оценить скорость изменения наклонов, имея в виду, что эпохи низких стояний уровня моря датированы. Когда полученные изолинии границ не были параллельны побережью, то данные можно было проверить, сравнивая их с данными о береговых

линиях. В результате таких исследований в юго-восточной части острова Северного Новой Зеландии было установлено [14], что складки не ограничены сушей, а продолжаютя в море, причем, в то время как большая часть суши поднимается, большая часть морского дна погружается, а изолиния нулевых поднятий проходит в большинстве мест по морю вблизи берега.

**Наклоны по данным о береговых линиях.** Нивелирование и записи мареографов дают нам сведения о наклонах за последние 30—50 лет; более ранние наблюдения либо отсутствуют, либо столь неточны, что не могут быть использованы.

Со следующим интервалом времени, для которого, как правило, можно получить весьма полезные сведения, связана верхняя береговая линия голоцена; этот интервал составляет около 6,5 тыс. лет, т. е. намного больше. Соответственно для определения изменений наклонов (предполагается, что они изменяются во времени равномерно) требуется меньшая точность оценки разностей высот. Определения скорости изменения наклонов по древним береговым линиям проводились на Аляске, в Японии, Северной Америке и Новой Зеландии, и этот метод особенно полезен, когда скорость вертикальных движений превышает 0,5 мм/год.

В областях изостатического поднятия верхнюю береговую линию голоцена называют верхней границей моря. Однако, поскольку в начале голоцена скорости поднятий были весьма различными, различаются и оценки возраста этой линии. К тому же скорость изостатических поднятий не постоянна, а со временем экспоненциально убывает, сокращаясь вдвое примерно каждые 2000 лет. Поэтому понятие о среднем значении скорости, если не говорить об интервалах в пару сотен лет, имеет в данном случае мало смысла.

**Наклоны по данным о залегании слоев.** Если бы возраст всех слоистых пород был определен с одинаковой относительной точностью, то точность оценки среднегодовых изменений наклона была бы больше для более древних слоев, если бы мы исходили из допущения о постоянной скорости изменения наклонов. Однако изменения наклона неравномерны во времени, а для анализа новейших движений наиболее пригодны наклонные слои, возраст которых моложе 20 млн. лет, т. е. слои, относящиеся к тому периоду геологической истории, который мы не умеем надежно датировать. Соответственно мала относительная точность определения возраста таких слоев (если не считать древнейших из них). Можно надеяться, что датирование эпох перемены знака намагничивания пород в ближайшие годы улучшит сложившуюся ситуацию, и тогда окажется возможным определить в некоторых областях скорость изменения наклонов, а тем самым получить гораздо лучшее представление о том, что фактически происходит во время «орогений».

**Повороты (изменения азимута).** Термин «поворот» используют для обозначения изменений азимута во времени. Повороты аналогичны наклонам, если не считать того, что они соответствуют изменениям не высоты, а горизонтальных координат при удалении от точки отсчета. Главное, что нужно знать для определения поворота,— это азимут рассматриваемой линии в некоторый момент прошлого; необходимо также произвести повторное измерение азимута. Теоретически эти данные могут быть получены для тех особых пунктов триангуляционной съемки, где измеряются азимуты, при астрономических наблюдениях, для тех сооружений, вроде египетских пирамид, которые со всей возможной для своего времени точностью были ориентированы в определенном направлении, а также по палеомагнитным измерениям. Разности в скорости спрединга относительно срединного рифта позволяют судить о разности скорости поворота двух соседних плит. Для пунктов двух плит, находящихся на эпицентральной расстоянии менее 60° от полюса относительного вращения своей плиты, изменения поворота составляют более половины относительной скорости вращения этих плит. Таким образом, для многих пунктов перемещающейся плиты поворот имеет тот же порядок величины, что и относительная скорость ее вращения.

Изменения азимутов, установленные геодезическими станциями и обсерваториями, меньше погрешности наблюдений. Если считать, что около 100 лет назад точность измерений составляла около двух дугowych секунд, то на основании имеющихся данных можно говорить об изменении азимута менее чем на  $100 \cdot 10^{-9}$  рад/год. Согласно Петри, средние значения азимута для четырех сторон пирамиды Хеопса меньше, чем азимуты на север, юг, восток и запад соответственно на 2,5, 2,0, 5,5 и 2,5 дуговой минуты. Если по этим разностям мы оценим погрешность наблюдений того времени и, кроме того, учтем, что возраст пирамиды Хеопса равен около 4,5 тыс. лет, то придем к выводу, что изменение азимута не превышает  $25 \cdot 10^{-9}$  рад/год. Изменение азимутов по данным раздвигания океанического дна достигает  $50 \cdot 10^{-9}$  рад/год, т. е. несколько меньше, чем по наиболее достоверным данным, полученным на суше.

**Палеомагнитные отклонения долготы и смещения широты.** Оценка отклонений долготы и смещений широты по палеомагнитным данным опирается на следующие допущения: 1) среднее направление диполя магнитного поля Земли в течение любого достаточно длительного периода в прошлом совпадало с осью вращения; 2) измеренные палеомагнитные параметры действительно соответствовали полюсу того времени, когда рассматриваемые образцы породы остыли или были отложены; 3) форма (но не обязательно интенсивность) земного магнитного поля всегда была в основном такая же, как сейчас; 4) известны направление и величина наклонов, испытанных образцами.

Обычно ради удобства предполагаемое положение северного или южного магнитного полюса наносят на карту палеомагнитных данных; тем самым создается впечатление, что полюс действительно находился в указанном месте в указанное время, однако при этом не учитывают относительных перемещений континентов за прошедшее время. Было бы ближе к истине представлять данные, проводя через местонахождение образца линию палеошироты с указанием ее величины: угол между этой линией и направлением восток — запад соответствовал бы отклонению долготы, а разность широты и палеошироты — смещению по широте. Смещение по долготе определить невозможно.

Точность полученных оценок редко превышает  $10^{-1}$  рад и, таким образом, их трудно использовать при анализе новейших движений коры. Однако данные о породах древнее примерно 10 млн. лет неопределимы для качественной характеристики отклонений азимута и смещений широты с течением времени.

## ИЗМЕНЕНИЯ ФОРМЫ И РАЗМЕРА ПОВЕРХНОСТЕЙ

Чтобы решить задачу о деформациях коры, надо знать, как в течение любого конкретного интервала времени изменяются размеры и формы поверхностей в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Практически мы можем узнать гораздо меньше: единственная поверхность, изменения которой удается легко измерить, — это горизонтальная поверхность, на которой расположены объекты геодезической съемки и которая близка к земной поверхности. Но и на этой поверхности и при наилучших условиях съемки получаемые нами сведения чрезвычайно ограничены.

При съемке горизонтальных поверхностей осуществимы два вида измерений: 1) углов и 2) расстояний. Измерения расстояний лишь за последние примерно десять лет стали достаточно точными, чтобы их можно было использовать для получения данных о современных движениях земной коры. Поэтому в настоящее время первостепенное значение имеет проведение повторных съемок с измерением углов. На них мы вначале и остановимся. Точность измерения углов возрастала настолько быстро, что сейчас оптимальным является анализ с использованием первой съемки, проведенной около тридцати лет назад. Главное затруднение при анализе данных всех геодезических съемок состоит в том, чтобы решить, чем обусловлены изменения,

выявленные при повторной съемке, — смещениями земной коры или погрешностью наблюдений. Здесь возможны два подхода. Во-первых, некоторые точки можно считать фиксированными и определять смещения относительно них других точек. Во-вторых, можно, не считая ни одну из точек фиксированной, рассматривать деформации каждого треугольника геодезической съемки отдельно. Оба эти подхода имеют свои достоинства и недостатки.

Метод фиксированной точки до некоторой степени субъективен; так, точки, которые геодезисты считают фиксированными, могут не совпадать с точками, выбранными геологами. Если точки выбраны неверно, то при согласовании данных будет совершенно искажена картина тектонических движений. Обычно считают фиксированным положение двух точек, т. е. линии. В соответствии с этим производят привязку данных триангуляции и вычисленные смещения координат наносят на план в виде векторов. Если в период между съемками не происходило подвижек по разломам, то простейшими ожидаемыми смещениями будут однородные деформации. В этом случае все векторы будут параллельны, их длина будет последовательно возрастать при удалении от фиксированной линии, а направление может пересекать эту линию под любым углом, изменяя при этом свой знак. Соответствующие примеры для Аляски и Калифорнии приведены в работе Берфорда [4]. При выборе фиксированных точек обычно считается, что в направлении, параллельном главному активному разлому, длина не должна изменяться. Поэтому фиксированная линия, как правило, параллельна главному разлому, находясь на некотором расстоянии от него. Если допущение о фиксированной длине правомерно и азимут фиксированной линии не отклоняется при повторной съемке от других параллельных линий, находящихся еще дальше от разлома, то метод фиксированной точки позволяет определить направление относительных горизонтальных смещений. Важно, что оно может быть непосредственно сопоставлено с данными о спрединге.

При другом методе анализа деформации каждого треугольника геодезической съемки рассматриваются отдельно. Их удобно изображать в виде линии, ориентированной вдоль направления максимального относительного сокращения длины, а также цифрой, обозначающей величину угла, на который это направление отклонилось (по часовой стрелке) за время между съемками. Не требуется никакого согласования данных, кроме приведения угловых разностей каждого треугольника к нулю. Зная по величине этих разностей, какова погрешность измерения углов, довольно легко оценить, насколько тектонически значимы полученные угловые отклонения: об этом свидетельствует степень согласованности направлений линий максимального сжатия и их угловых отклонений в треугольниках геодезической съемки. Главный недостаток описанного метода заключается в том, что он не указывает на направление относительных смещений так непосредственно, как метод фиксированных точек (если они выбраны идеально). Степень согласованности данных при анализе угловых отклонений показывает, что точность измерения углов составляет сейчас, по-видимому, около  $10^{-6}$ ; это существенно меньше, чем при нивелировании. В настоящее время повысить точность измерений мешают метеорологические факторы.

Выше мы рассматривали только вопрос об измерении угловых смещений. Благодаря усовершенствованию электромагнитных приборов для измерения расстояний с точностью  $10^{-5}$ — $10^{-6}$ , которые за последние 10 лет получили широкое распространение, удалось исключить один из источников неопределенности при геодезической съемке горизонтальных поверхностей. Первые съемки с новой аппаратурой уже проводятся, поэтому в ближайшие годы мы сможем определить изменения формы поверхностей и истинную (а не относительную) величину происходящих при этом сокращений длины.

## ВЫВОДЫ

Движения земной коры представляют собой сочетание различных циклов, периодичность которых колеблется в диапазоне от  $10^{-8}$  до  $10^8$  лет; таким образом, мы имеем дело с величинами, отличающимися на шестнадцать порядков. Диапазон периодов, изучаемых в связи с новейшими движениями коры (от  $10^{-3}$  до  $10^7$ ), меньше, но тоже настолько велик, что мы вынуждены рассматривать порознь отдельные менее продолжительные периоды. Область короткопериодных смещений (от  $10^{-3}$  до  $10^1$  лет) важна для прогноза землетрясений. Прогресс происходит здесь медленно, но заметно. Геодезическим нивелированием установлены постепенные смещения с периодичностью порядка  $10^3$  лет во многих уже длительное время стабильных областях, что оказалось неожиданным. Такой же интервал периодичности имеют внезапные смещения при катастрофических землетрясениях, которые, как можно судить по поднятым береговым валам, а также по записям в летописях, происходили по крайней мере в некоторых областях Земли. Вполне возможно, что оба эти типа движений как-то связаны. Периодичность порядка  $10^4$  лет, которая характерна для изостатических поднятий,— это единственный диапазон, для которого данные геодезических, мареографических и геоморфологических исследований хорошо согласуются. Главная причина — широкая распространенность, большая скорость на первых этапах и непрерывность изостатических движений. В одной из областей изостатического поднятия был подтвержден результат геодезического нивелирования; по-видимому, такие области идеально подходят для проверки других методов, например, наклономерных и гравиметрических оценок наклонов и поднятий. В частности, было бы полезно увеличить точность мареографов, установленных на озерах, с тем чтобы убедиться, что для периодов в несколько лет наклоны действительно изменяются равномерно; это позволило бы использовать мареографы и в других районах для наблюдений на озерах.

В Японии и Новой Зеландии в результате сопоставления скорости наклонов, определенной по морфоструктурам, с непосредственным наклоном слоев было установлено, что периодичность порядка  $10^6$  лет обусловлена горообразованием. В настоящее время исследования более всего сдерживаются затруднениями, связанными с датировкой пород, но их, вероятно, удастся в ближайшем будущем частично преодолеть, и тогда можно будет получить много сведений в районах с поднятиями древними береговыми линиями и наклонными неогеновыми слоями.

Главные успехи были достигнуты в океанах, где скорости раздвигания дна сейчас настолько хорошо изучены, что мы в состоянии нарисовать, по крайней мере для последних 10 млн. лет, картину относительных горизонтальных движений глобального масштаба. Основная задача состоит теперь в том, чтобы найти такие критические участки суши, где геодезические, геоморфологические и геологические исследования могли бы подтвердить или опровергнуть существование этих движений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aardoom L., A geodesist's version of multiple station very long base-line interferometry, Gen. Assem. Int. Union Geod. Geophys., Int. Assoc. Geod., 15th, Moscow 37 p., 1971.
2. Barazangi M., Dorman J., World seismicity map of E.S.S.A., Coast and Geodetic Survey epicenter data for 1961—1967, Bull. Seismol. Soc. Am., 59 (1), pp. 369—380, 1969.
3. Bendefy F., A method for the elimination etc., Ann. Acad. Sci. Fenn., A111, 90, pp. 47—55, 1965.
4. Burford R. O., Strain analysis across the San Andreas fault and Coast Ranges of California, Ann. Acad. Sci. Fenn., A111, 90, pp. 99—110, 1966.
5. Clark R. H., Rates of deformation of parts of the crater floor of the White Island volcano, R. Soc. N.Z. Bull., 9, pp. 73—75, 1971.
6. Fiske R. S., Kinoshita W. T., Inflation of Kilauea Volcano prior to its 1967—1968, eruption, Sci., 165 (3891), pp. 341—349, 1969.

7. *Gordon F. R.*, Faulting during the earthquake at Meckering, Western Australia, 14 October 1968, *R. Soc. N.Z. Bull.*, **9**, pp. 85—93, 1971.
8. *Innes M. J. S.*, *Weston A. A.*, Crustal uplift on the Canadian shield and its relation to the gravity field, *Ann. Acad. Sci. Fenn.*, **AIII**, **90**, pp. 237—240, 1965.
9. *Jakubovsky O.*, Vertical movements of the earth's crust on the coast of the Baltic Sea, *Ann. Acad. Sci. Fenn.*, **AIII**, **90**, pp. 479—488, 1966.
10. *Kääriäinen E.*, Land uplift in Finland computed by the aid of precise levellings, *Fennia*, **89** (1), pp. 15—18, 1963.
11. *King G. C. P.*, The siting of strainmeters for teleseismic and tidal studies, *R. Soc. N.Z. Bull.*, **9**, pp. 239—247, 1971.
12. *Lennon G.*, An investigation of secular variations of sea level in European waters, *Ann. Acad. Sci. Fenn.*, **AIII**, **90**, pp. 237—240, 1965.
13. *Le Pichon X.*, Sea-floor spreading and continental drift, *J. Geophys. Res.*, **73** (12), pp. 3661—3697, 1968 [см. русский перевод: *Ле Пишон Кс.*, Спрединг океанического дна и дрейф континентов, в кн. «Новая глобальная тектоника» (тектоника плит), «Мир», М., 1974].
14. *Lewis K. B.*, Growth rate of folds using tilted wave-planed surfaces: coast and continental shelf, Hawke's Bay, N.Z., *R. Soc. N.Z. Bull.*, **9**, pp. 225—231, 1971.
15. *Markowitz W.*, Astronomical programs for the study of continental drift, *Ann. Acad. Sci. Fenn.*, **AIII**, **90**, pp. 241—246, 1966.
16. *Meade B. K.*, Report of the Sub-Commission on Recent Crustal Movements in North America, *Gen. Assem. Int. Union Geod. Geophys.*, *Int. Assoc. Geod.*, 15th., Moscow, 1971.
17. *Pavoni N.*, Recent and Late Cenozoic movements of the earth's crust, *R. Soc. N.Z. Bull.*, **9**, p. 7—17, 1971.
18. *Plafker G.*, *Rubin M.*, Vertical tectonic displacements in Southcentral Alaska during and prior to the Great 1964 earthquake, *J. Geosci.*, *Osaka City Univ.*, **10** (1—7), pp. 53—66, 1967.
19. *Scott W. B.*, *An Introduction to Geology*, Macmillan, New York, N.X., p. 156, 1932.
20. *Singh L. J.*, Uplift and tilting of the Oterei Coast, Wairarapa, N.Z. during the last ten thousand years, *R. Soc. N.Z. Bull.*, **9**, pp. 217—219, 1971.
21. *Siren A.*, Land uplift in Finland computed from lake water level records, *Fennia*, **89** (1), pp. 11—14, 1963.
22. *Sugimura A.*, Uniform rates and duration period of Quaternary earth movement in Japan, *J. Geosci.*, *Osaka City Univ.*, **10** (1—4), pp. 23—35, 1967.
23. *Waalewijn A.*, Investigations into crustal movements in The Netherlands, *Ann. Acad. Sci. Fenn.*, **AIII**, **90**, pp. 401—412, 1966.
24. *Wellman H. W.*, Tilted marine beach ridges at Cape Turakirae, New Zealand, *J. Geosci.*, *Osaka City Univ.*, **10** (1—16), pp. 123—129, 1967.
25. *Wellman H. W.*, Holocene tilting and uplift on the White Rocks Coast, Wairarapa, N.Z. *R. Soc. N.Z. Bull.*, **9**, pp. 211—215, 1971.
26. *Yamaguti S.*, On changes in yearly mean sea levels preceding great earthquakes, *R. Soc. N.Z. Bull.*, **9**, pp. 127—128, 1971.

# РОЛЬ СЕЙСМИЧНОСТИ В АНАЛИЗЕ ГЛОБАЛЬНОЙ ТЕКТОНИКИ И В ПРОГНОЗЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

*Л. Сайкс*

(Ламонтская геологическая обсерватория, Колумбийский университет, США)

Детальный анализ пространственного распределения очагов землетрясений вдоль островных дуг, срединно-океанических хребтов и трансформных разломов дал много ценного для современных тектонических гипотез и построений глобальной тектоники. Настоящая работа подчеркивает роль сейсмических данных для изучения трансформных разломов в зонах срединных хребтов, для определения границ крупных плит литосферы (по глобальной конфигурации сейсмических поясов). Одно из убедительнейших доказательств существования трансформных разломов и раздвигания океанического дна состоит в том, что в рифтовых зонах очаги землетрясений приурочены почти исключительно к интервалам между раздвигающимися участками разломов. Сейсмичность в общих чертах объясняется взаимодействием краев крупных плит литосферы. Значительная часть сейсмичности островных дуг приурочена к узкой зоне, которая круто уходит под островную дугу до глубины 700 км при мощности всего в несколько десятков километров. Землетрясения оконтуривают здесь погружающиеся блоки литосферы. Распределение гипоцентров на глубинах более 400 км свидетельствует о том, что эти блоки у большей части островных дуг сильно деформированы, возможно, в связи с их проникновением в более вязкую часть верхней мантии. Картина сейсмичности островной дуги Тонга на юго-западе Тихого океана, в зоне схождения двух океанических плит, чрезвычайно проста: почти все очаги приурочены к плоской уходящей на глубину зоне, выше которой очаги почти отсутствуют. Умеренная сейсмическая активность над погружающейся сейсмической зоной обнаружена близ Японии, Южной Америки, Камчатки и Новой Зеландии, где блоки океанической коры поддвигаются под континентальную кору. За островными дугами в сторону континента некоторая сейсмическая активность, возможно [8], оконтуривает зону растяжений; однако механизм землетрясений на тыловой стороне некоторых других островных дуг указывает на сжатие. Умеренная (до высококой) сейсмичность некоторых областей, как, например, долины Св. Лаврентия на востоке Северной Америки и северо-восточной части Индийского океана, возможно, связана с локальными напряжениями внутри плит.

Пространственное распределение афтершоков сильных землетрясений дает ценный материал для прогноза землетрясений у островных дуг и вдоль трансформных разломов. Точное картирование афтершоков (в отличие от простого нанесения эпицентров сильных землетрясений) приближенно оконтуривает зоны разрывов в очагах. Согласно тектонике плит, сильные землетрясения следует ожидать на тех участках сейсмических поясов, где за последние десятилетия или столетия не было сильных землетрясений. В этих участках и надо в первую очередь вести исследования и измерения. Сильные землетрясения, по-видимому, распределены в пространстве, времени и по магнитуде намного более закономерно, чем слабые. Зоны афтершоков сильных землетрясений, очевидно, смыкаются без перекрытия; это происходит даже в тех случаях, когда длина разрывных зон достигает 1200 км.

## ВВЕДЕНИЕ

В статье обсуждаются результаты изучения сейсмичности, полученные в ходе работ по Проекту верхней мантии. Первая часть представляет в основном обзор той важной роли, которую играло изучение сейсмичности при разработке основных положений тектоники плит. Цель автора — дополнить последними данными обзорную работу Сайкса, Оливера и Айзекса [26].

В настоящее время признано, что основная часть землетрясений всего мира приурочена к узким зонам, определяющим границы крупных литосферных плит. Данные о географическом распределении и механизме землетрясений служат важным подкреплением представлений о раздвигании

океанического дна, трансформных разломах и подвигании блоков литосферы у островных дуг. После того как были точно определены координаты большого числа очагов землетрясений, выяснилось, что землетрясения в островных дугах, как правило, приурочены к очень узким зонам, приблизительно окаймляющим крупные блоки литосферы, погружающиеся в глубь мантии. Если обе сближающиеся плиты — океанические, например в дугах Тонга и Марианской, то расположение очагов представляется очень простым. Совсем иной характер носит сейсмичность на границах континентальной и океанической плит — в Южной Америке, Новой Зеландии и Японии. Еще сложнее взаимодействие двух континентальных плит, как, например, в поясе Альпы — Гималаи — Центральная Азия.

Появление мировой сети высокочувствительных сейсмографов и использование ЭВМ для определения гипоцентров землетрясений позволили ежегодно определять гораздо больше гипоцентров. Это связано, конечно, не с увеличением количества землетрясений, а лишь с тем, что сейчас мы имеем возможность определять координаты множества более слабых толчков. Тектоника плит поставила нас перед необходимостью учитывать горизонтальную неоднородность среды, особенно у островных дуг. Без поправки на горизонтальные аномалии скоростей можно ошибиться на десятки километров, оценивая координаты гипоцентра по записям удаленных станций.

Густая сеть сейсмических станций (например, действующие станции, вдоль некоторых участков разлома Сан-Андреас) дает ценную информацию о деталях расположения очагов с точностью до нескольких сотен метров (если не более высокой). За последние годы стали изучать и микроземлетрясения в связи с анализом распределения очагов и тектоническими вопросами. Так, например, анализ механизма очень слабых землетрясений дает ценные сведения для оценки современного тектонического режима в районах, где сильные землетрясения происходят редко.

Во второй части этой работы мы рассмотрим, что дает изучение сейсмичности для прогноза землетрясений. Изучая сейсмичность, можно очень точно оконтурить зону подвижек при сильном землетрясении. В большинстве случаев трудно закартировать эту зону непосредственно. Но во многих районах мира для этой цели можно использовать афтершоки сильных землетрясений, происшедших после примерно 1930 г. В краевых зонах плит значительная часть смещений и энергии, высвобождающейся при землетрясении, приходится на долю сильных землетрясений с магнитудой 7 и выше. Разработка положений тектоники плит позволила оценить темп накопления долговременных деформаций для большинства главных сейсмических поясов мира, что внесло существенный вклад в разработку прогноза землетрясений. Оказывается, сильные землетрясения редко (если когда-либо вообще) повторяются на одном и том же участке разлома ранее, чем через несколько десятилетий. При изучении в тектонически активных областях конфигурации зон афтершоков за последние десятилетия оказалось, что они не сливаются воедино; можно было обнаружить несколько «пропусков» — интервалов, где сильные землетрясений не происходило. Из тектоники плит следует, что эти интервалы едва ли соответствуют сейсмически спокойным участкам; напротив, это скорее всего места сильных землетрясений будущего.

Мысль о «пропусках» в сейсмической активности будет проиллюстрирована здесь картой афтершоков сильных землетрясений в зоне Аляска — Алеуты с 1930 по 1970 г. Келлехер [12] провел аналогичный анализ для сильных землетрясений южноамериканской части Тихоокеанского кольца за 1900—1970 гг., используя данные об очагах афтершоков, сообщения о толчках и данные местных станций о временах пробега волн *S* и *P*. Келлехер и Сайкс завершают аналогичный анализ для сильных землетрясений Центральной Америки и Карибского бассейна. Воспользовавшись практическими положениями концепции тектоники плит, мы можем теперь вернуться к неинструментальным данным о деформациях в береговой зоне,

о местах возникновения цунами и к сообщениям об ощутимых толчках, чтобы прийти к более надежным выводам о зонах разрыва при сильных землетрясениях за последние несколько сотен лет.

Прогноз землетрясений, опирающийся на изучение зон разрыва и данные о повторяемости землетрясений, вероятно, более всего уместен применительно к сравнительно простым граничным зонам плит, таким, как у островных дуг и вдоль трансформных разломов. Вероятно, высказанные соображения менее применимы к зонам взаимодействия двух континентальных плит. Например, сейсмический пояс Средиземноморье — Центральная Азия — Гималаи имеет ширину около 1000 км и состоит из ряда сложных тектонических зон. Важный вопрос о том, правомерно ли изучать тектонику этого сложного пояса, исходя из тектоники плит, остается пока открытым. Имеются некоторые данные, что такой подход можно применить к Средиземноморью, но лишь разбив эту область на ряд малых плит.

Я кратко остановлюсь на землетрясениях, которые явно приурочены не к границам, а к внутренним областям плит. Такова сейсмичность долины Св. Лаврентия на востоке Северной Америки. Ее тектоника во многом еще представляет загадку, поскольку пока там проведено очень мало сейсмических исследований. Наши сведения о ее сейсмичности и тектонике столь скудны, что мы не можем даже сказать, действительно ли землетрясения происходят там вдоль разломов. Судя по высокой повторяемости толчков в этой зоне, она может находиться под воздействием больших тектонических напряжений.

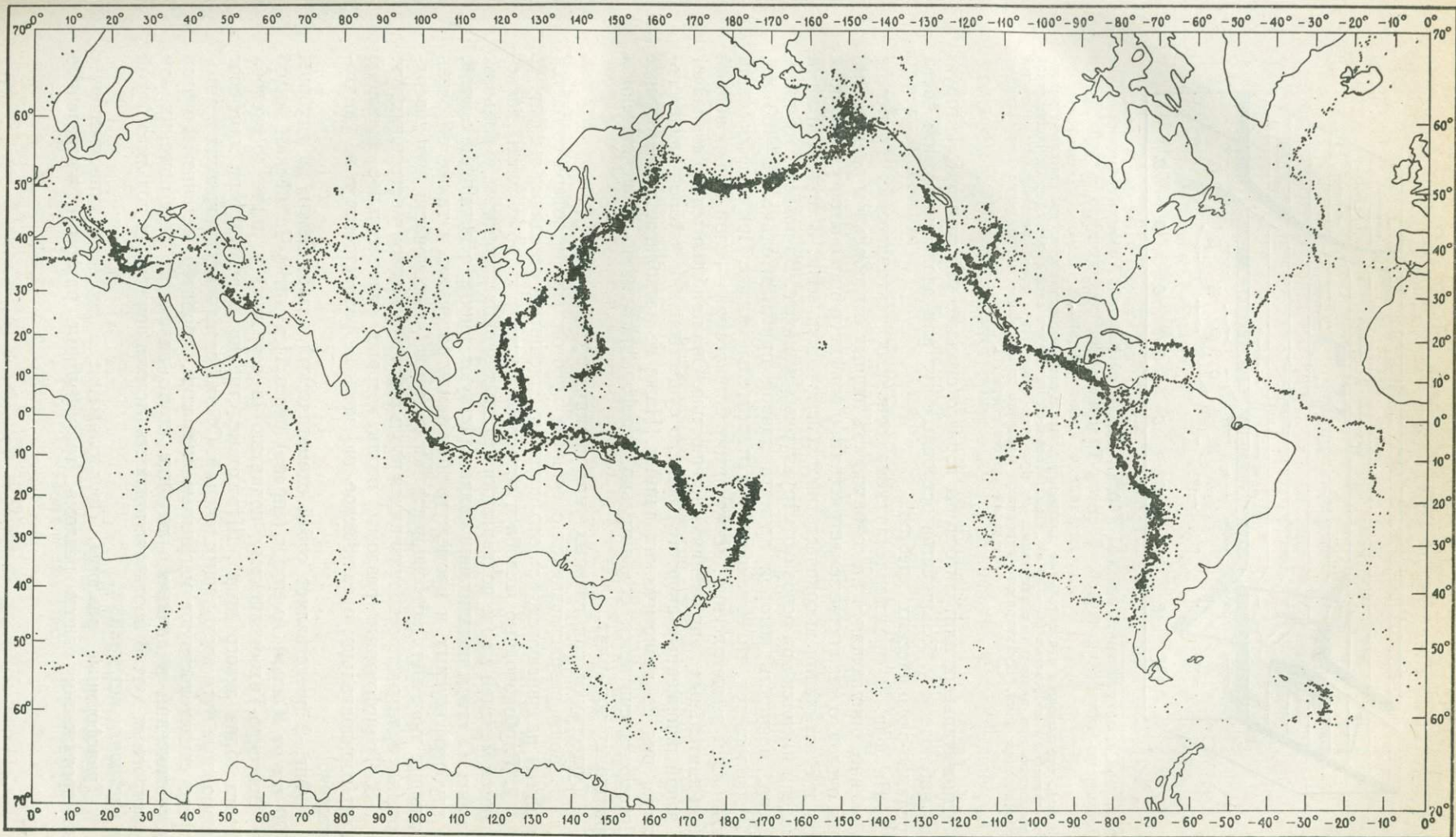
Еще одна важная тема исследований — вопрос о роли жидкости как спускового механизма в процессе высвобождения энергии тектонических деформаций. Этот вопрос детально разобран в другой работе, и здесь мы не будем на нем останавливаться.

## ТЕКТОНИКА ПЛИТ

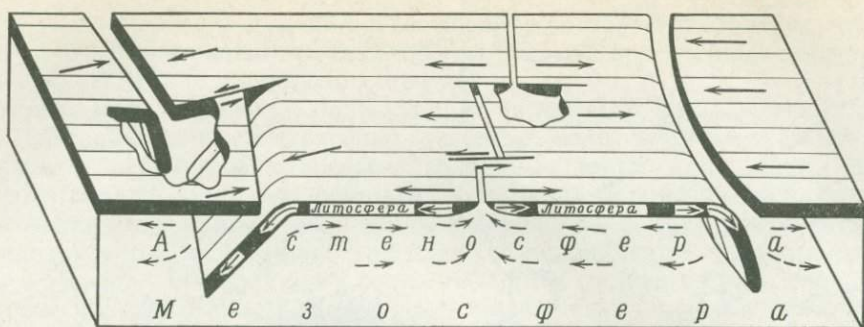
**Глобальное распределение землетрясений.** Фиг. 1 иллюстрирует сейсмичность Земли по данным о землетрясениях за 1961—1967 гг. с глубиной очага от 0 до 100 км. По этой карте видно, насколько возросли наши возможности по определению глобального распределения очагов (при составлении фиг. 1 использовались данные почти о 30 000 очагах). В целом общая картина распределения очагов, безусловно, является одним из тех важнейших фактов, которые должна объяснять любая концепция крупномасштабных тектонических процессов. Следует подчеркнуть, что землетрясения не распределены на поверхности Земли случайно. Подавляющее их большинство приурочено к очень узким и почти непрерывным поясам, которые, очевидно, ограничивают большие и почти асейсмичные территории.

Сейсмическая активность проявляется и вдоль срединно-океанических хребтов, где она слабее, чем у островных дуг. Очаги вдоль срединных хребтов чрезвычайно мелки. Вопрос о глубине сейсмоактивной зоны вдоль срединных хребтов и трансформных разломов — важная, еще не решенная задача. Необходимо с помощью донных сейсмографов точно определить глубину очагов в этой зоне. Судя по имеющимся данным, она, видимо, столь же мала, как и глубина чрезвычайно мелких толчков вдоль разлома Сан-Андреас, в северной части Калифорнийского залива и в Исландии. Исключительно интересно узнать, все ли очаги срединных хребтов приурочены к тонкой океанической коре или часть из них находится уже в верхней мантии.

Имеются отдельные важные отклонения от описанной картины узких сейсмических поясов и почти асейсмичных плит. Например, сейсмически активны Гавайи на Тихоокеанской плите. Сейсмичность континентов, особенно в поясе Центральная Азия — Гималаи, в Восточной Африке, в центральной части Аляски и части западной Америки, отличается более сложным пространственным распределением. Очевидно, взаимодействие двух



Фиг. 1. Эпицентры очагов неглубоких землетрясений (глубина очага от 0 до 100 км) за 1961—1967 гг. по данным Береговой и Геодезической службы США [1].  
Обратите внимание на приуроченность большинства землетрясений к узким зонам вдоль границ почти асейсмичных плит.



Фиг. 2. Схема строения верхних 700 км Земли от Южной Америки (справа) через Перуанско-Чилийский желоб, Восточно-Тихоокеанское поднятие до желоба Тонга на юго-западе Тихого океана.

Модель, отражающая относительные движения плит литосферы, исходит из сравнительно холодной литосферы мощностью 50—100 км. Под литосферой находится слой астеносферы с пониженной прочностью при длительных нагрузках; он примерно совпадает с зоной пониженных скоростей сейсмических волн. Пунктирными стрелками показано лишь общее направление конвективных течений в астеносфере [7].

континентальных плит литосферы гораздо сложнее той картины, которую мы наблюдаем у большинства островных дуг или вдоль подводной части срединно-океанических хребтов.

На фиг. 2 представлена схема основных тектонических процессов в океане, опирающаяся на совокупность данных о глобальном распределении очагов, о механизме землетрясений, о конфигурации очагов у островных дуг и о затухании высокочастотных сейсмических волн. В принятой нами модели имеются три основных структурных элемента. Во-первых, это литосфера, мощность которой принята равной приблизительно 50—100 км. Предполагается, что ее температура относительно низка. При ее деформации возникают землетрясения. Ниже лежит астеносфера — слой с пониженной (при длительных напряжениях) прочностью. Она приблизительно совпадает с зоной пониженных скоростей волн, о существовании которой свидетельствует ряд сейсмологических данных. Ниже ее располагается мезосфера. Литосфера считается сравнительно недеформированной, за исключением граничных зон плит.

Существуют три главных типа граничных зон.

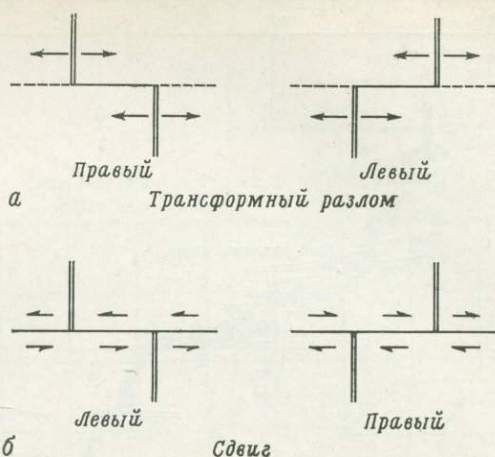
1. Зоны разрастающихся срединных хребтов, где литосфера создается и плиты раздвигаются, как это показано сплошными стрелками на фиг. 2.

2. Глубоководные желоба и островные дуги, у которых плиты поглощаются мантией в ходе поддвижения крупных блоков литосферы до больших глубин. О таком поддвижении свидетельствуют данные о механизме очагов, о глубоководных и промежуточных землетрясениях, а также об очень больших значениях коэффициента поглощения  $Q$  высокочастотных поверхностных волн, распространяющихся вдоль сейсмических зон у островных дуг.

3. Трансформные разломы, вдоль которых относительное движение плит горизонтально; океаническое дно здесь не разрастается и не уничтожается.

Фиг. 2 представляет собой схематический разрез Земли до глубины 700 км от Южной Америки (справа) через Перуанско-Чилийский желоб к Восточно-Тихоокеанскому поднятию (в середине) и далее до желоба Тонга (близ левого края). Штриховые стрелки в астеносфере намечают возможные пути восходящих течений. Об относительных движениях в литосфере свидетельствуют магнитные аномалии, характер механизма очагов землетрясений и данные о глубине круто падающих сейсмических зон у островных дуг. В противоположность этому о движениях под литосферой у нас почти нет данных.

**Трансформные разломы.** Предположение о перемене типа смещения на протяжении одного разлома (трансформные разломы), высказанное



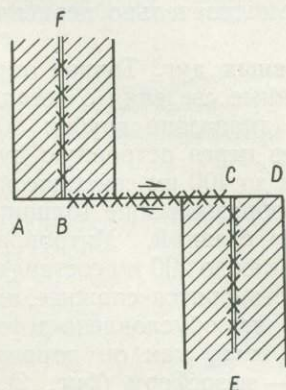
Фиг. 3. Знак сдвиговых смещений в трансформных разломах (а) и обычных сдвигах (б).

Обратите внимание, что знак смещений в зоне разрыва между смещенными участками срединного хребта оказывается противоположным для случаев трансформного и обычного разломов. Двойными линиями обозначен гребень срединного хребта, одинарными — зоны разрыва [20].

Уилсоном [27], представляет собой одну из важнейших идей, выдвинутых во время работ по Проекту верхней мантии. Более десяти лет назад на дне океанов были выделены многочисленные протяженные линейные зоны, отличающиеся расчлененным рельефом, или разрывные зоны, которые пересекали ось срединно-океанических хребтов. В местах пересечения гребень срединного хребта (двойная линия на фиг. 3) оказывается смещенным. Первые попытки объяснить структуру смещенных участков хребта и характер подвижек между ними большей частью исходили из модели сдвиговых смещений. Предполагалось, что гребень хребта некогда был непрерывным, а его участки сместились позднее в ходе подвижек по единой зоне разрыва. По гипотезе же трансформных разломов оба смещенных участка гребня оставались на месте в течение всего длительного периода разрастания ложа и по этим участкам поступали новые порции материала. Таким образом, согласно этой модели, относительное смещение участков гребня хребта оставалось постоянным.

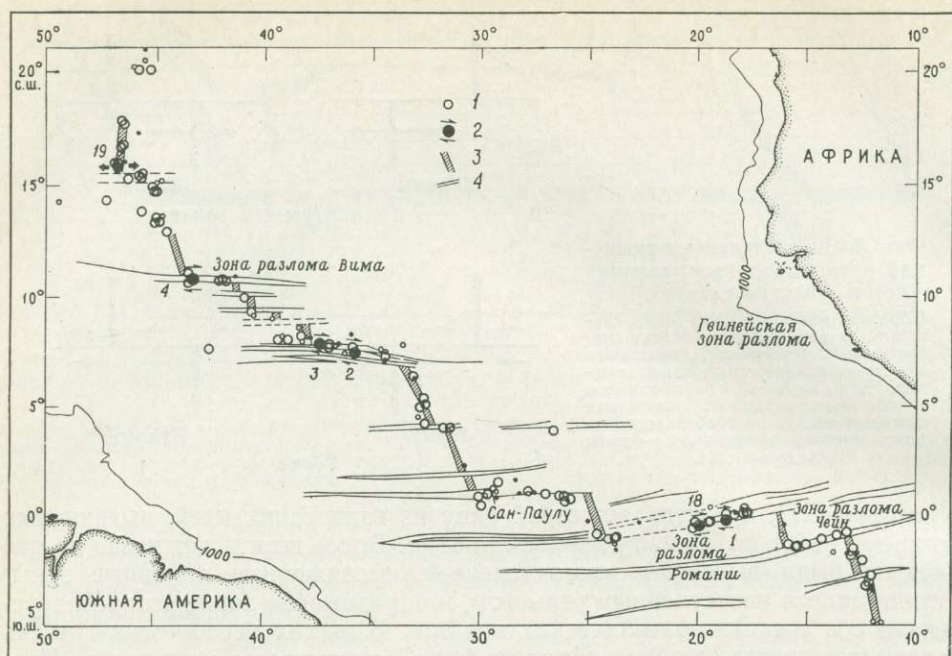
Сейсмичность приурочена к отрезкам зоны разлома ( $BC$  на фиг. 4) между двумя участками гребня ( $BF$  и  $CE$ ); по мере раздвигания дна океана эти отрезки удлиняются, оставляя «след крота» между точками, которые до начала спрединга находились рядом. Существенно, что при трансформном разломе и простом сдвиге знаки сдвиговой подвижки противоположны. Кроме того, при простом сдвиге весь разлом должен быть сейсмичным, тогда как на трансформном разломе сейсмичность должна проявляться лишь вдоль гребней срединного хребта  $BF$  и  $CE$  и вдоль активной части зоны разрыва  $BC$ .

Данные о расположении очагов землетрясений и их механизме согласуются с моделью трансформного разлома и противоречат модели простого



Фиг. 4. Землетрясения (косые крестики), происходящие вдоль трансформного разлома  $A - D$  в результате раздвигания океанического дна (спрединга) от осей раздвигания (двойные линии  $BF$  и  $CE$ ).

Направление смещений по трансформному разлому показано стрелками. Заштрихованная область — площадь, нарастающая в ходе спрединга.



Фиг. 5. Эпицентры землетрясений и направления подвижек в очаге для экваториальной Атлантики.

Гребень Срединно-Атлантического хребта пересекает здесь много крупных разрывных зон, хотя и остается примерно посредине континентальных глыб Африки и Южной Америки. Обратите внимание, что почти все очаги, связанные с зонами разрыва, приурочены к той части зон, которая находится между двумя смещенными участками гребня. Данные о механизме землетрясений указывают на смещения, характерные для трансформных разломов; они направлены параллельно соответствующей зоне разлома. В очаге землетрясения 19 (на гребне хребта) преобладают обычные сбросовые подвижки [21]. Изогипсы в фатамах. 1 — эпицентры землетрясений; 2 — механизм землетрясений; 3 — гребень хребта; 4 — зоны разломов.

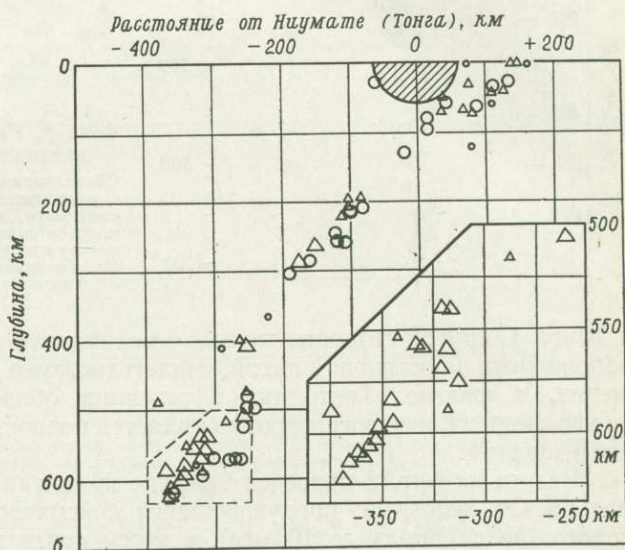
сдвига. На фиг. 5 показаны эпицентры землетрясений и приведены данные об их механизме для экваториальной Атлантики. Почти все очаги располагаются либо вдоль гребней хребта, либо в зоне разрыва между двумя смещенными участками гребня. В других частях зоны разрыва, выявленных батиметрически, сейсмическая активность либо не проявляется, либо носит случайный характер. Механизм землетрясений в зонах разрыва соответствует модели трансформного разлома. Например, подвижки в очагах 1 и 18, а также 2 и 3 (фиг. 5) согласуются между собой и направлены почти параллельно простиранию зоны разрыва (закартированной по батиметрическим данным). В очагах землетрясений, расположенных вдоль участков срединного хребта (например, 19), преобладают обычные сбросовые подвижки, причем ось растяжения почти горизонтальна и приблизительно перпендикулярна простиранию гребня срединного хребта.

**Конфигурация очагов землетрясений у островных дуг.** Точное определение координат очагов островных дуг дает важные сведения о деталях очертания погружающейся сейсмической зоны в диапазоне глубин 10—1000 км. На фиг. 6 показан вертикальный разрез через островную дугу Тонга (на юго-западе Тихого океана). На глубинах до 400 км сейсмическая активность в основном приурочена к узкой плитообразной зоне толщиной меньше 50 км. Используя данные местной сети станций, Митроновас и др. [14] показали, что толщина этой зоны на глубинах до 200 км составляет 25—50 км. Глубже 400 или 500 км ее очертания становятся сложнее, как и у большинства других островных дуг. Возможно, это обусловлено деформацией погружающегося блока литосферы после того, как он попадает в более вязкую (с большей прочностью) среду — мезосферу (фиг. 2).



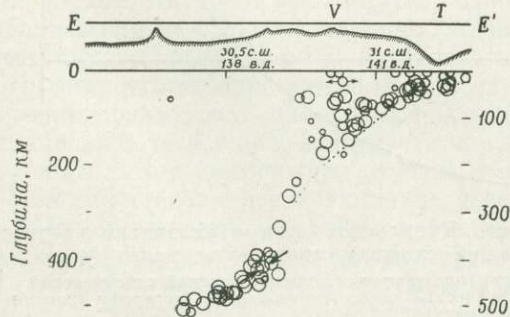
Фиг. 6. Вертикальный профиль, ориентированный перпендикулярно дуге Тонга.

Кружками показаны эпицентры, находящиеся на расстоянии 0—150 км к северу от профиля, треугольниками — эпицентры, расположенные на расстоянии 0—150 км к югу от него. Рассмотрено примерно 1000 слабых толчков; ни один из них не был зарегистрирован за пределами заштрихованной площади близ станции Нуимате, острова Тонга. На врезке в увеличенном виде показано расположение очагов в пределах участка, очерченного на разрезе штриховой линией. Обратите внимание на простоту очертаний плоской сейсмической зоны на глубинах от 0 до 400 км и на большую ее сложность на больших глубинах. На фиг. 6, а показан рельеф дна желоба Тонга [22].



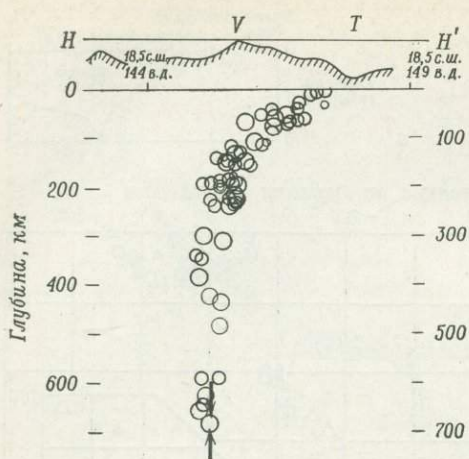
Сейсмическая зона у островов Тонга — пример одной из простейших по своим очертаниям среди до сих пор изученных для островных дуг и дугообразных зон. Очаги обнаружены там на очень небольших глубинах непосредственно под осью желоба; они располагаются вдоль простираения его внутренней (ближайший к материке) стенки. Из почти 1000 гипоцентров слабых толчков ни один не попал в заштрихованную на фиг. 6 область. Такая картина резко отличается от картины умеренной сейсмичности в аналогичной области за островными дугами Японии, Камчатки, Новой Зеландии и Южной Америки. Простая картина сейсмичности у островов Тонга, возможно, обусловлена тем, что там взаимодействуют океанические плиты литосферы и что сама островная дуга очень узка.

На фиг. 7 и 8 показаны вертикальные разрезы через островные дуги Идзу-Бонинскую и Марианскую. На фиг. 7 видно, что некоторая сейсмоактивность имеет место выше погружающейся сейсмической зоны, вблизи вулканической дуги (область V). Направления подвижек в очагах (по данным о механизме землетрясений), показанные расходящимися стрелками, свидетельствуют о растяжении. Кариг [9] приводит разнообразные данные, указывающие на растяжение в области за островными дугами Марианской



Фиг. 7. Разрез через Идзу-Бонинскую островную дугу в западной части Тихого океана.

Кружками обозначены очаги землетрясений; T — желоб; V — зона современного вулканизма. Обратите внимание на большую сложность сейсмической зоны по сравнению с зоной островов Тонга. На малых глубинах под вулканами отмечается большая сейсмическая активность, причем, согласно данным о механизме этих землетрясений, они связаны с нормальными сбросами (расходящиеся стрелки). На глубинах больше 400 км очертания сейсмической зоны также сложнее; данные о механизме землетрясений указывают на сжатие (сходящиеся стрелки). Ось этих сжатий почти параллельна местному направлению падения сейсмической зоны.



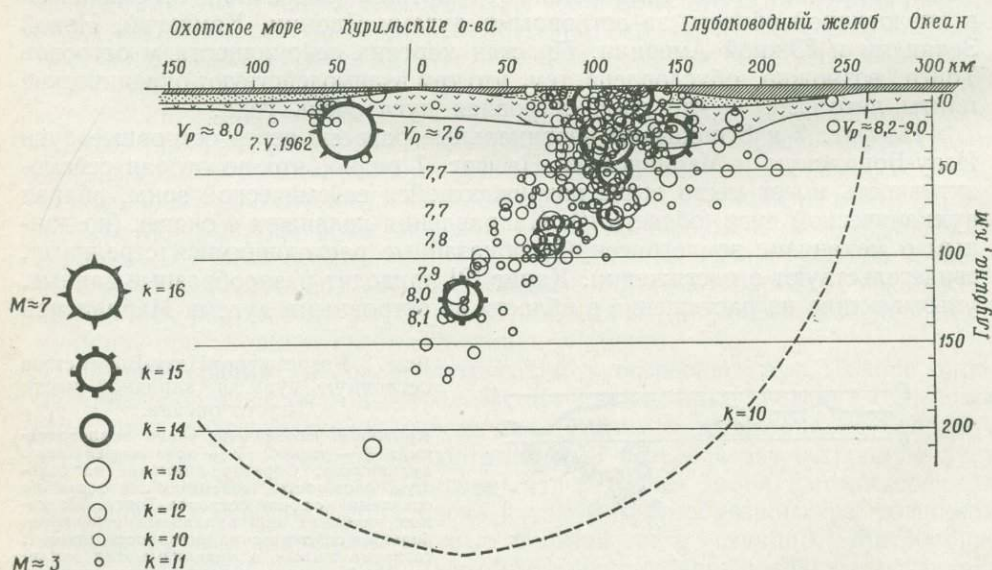
Фиг. 8. Разрез через Марианскую дугу в западной части Тихого океана.

Обозначения, как на фиг. 7. Обратите внимание на простой плоский характер сейсмической зоны, которая до глубины 100 км имеет пологое падение, а на глубине больше 200 км падает почти вертикально. Сходящиеся стрелки указывают на направление оси сжатия по данным о механизме землетрясений [10].

и Тонга. С другой стороны, данные о механизме японских очагов, тоже расположенных за островной дугой, свидетельствуют, что происходит не растяжение, а сжатие. Тектоника внутренних областей островных дуг еще не вполне ясна, и ее расшифровка является первостепенной задачей будущих исследований.

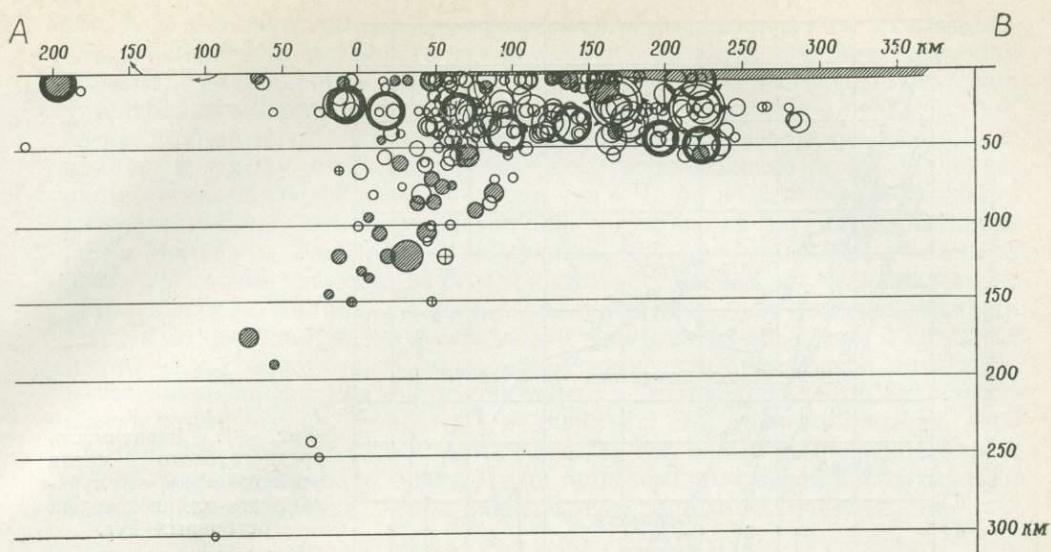
Разрез на фиг. 8 проведен там, где кривизна Марианской дуги максимальна. Он необычен: погружающаяся сейсмическая зона вначале падает полого (на глубинах до 100 км), а затем почти вертикально на глубинах от 200 до 700 км, причем очаги встречаются почти на всех глубинах. Анализ механизма землетрясений свидетельствует о том, что ось максимального сжатия (две сходящиеся стрелки вниз) направлена здесь почти параллельно погружающейся сейсмической зоне. Этот единственный в своем роде разрез наводит на мысль, что сила тяжести существенно влияет на погружение блока литосферы, во всяком случае в местном масштабе.

Вертикальные разрезы фиг. 9 и 10 отражают сейсмическую зону Курило-Камчатской островной дуги на северо-западе Тихого океана. Данные опи-



Фиг. 9. Разрез через южную оконечность Курильской дуги с указанием энергии землетрясений и найденных значений скорости продольных волн  $V_p$ .

Обратите внимание, что большая часть очагов приурочена к простой плоской сейсмической зоне, которая падает на запад [2].  $k$  — энергетический класс землетрясений (логарифм энергии в джоулях).



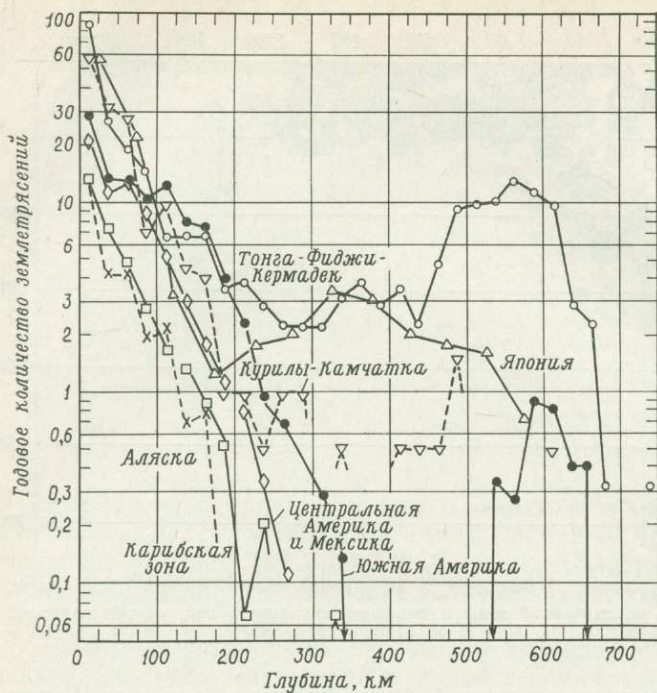
Фиг. 10. Разрез перпендикулярно Камчатке и северной части Курильской дуги. Обратите внимание на падение сейсмической зоны и большую активность под самой глубокой частью желоба (на разрезе он заштрихован) [4].

раются на наблюдения местных станций, созданных в Советском Союзе для детального анализа расположения очагов в этой высоко сейсмичной области [2, 4]. На обоих разрезах четко выражена погружающаяся сейсмическая зона. На Камчатке (фиг. 10) тоже отмечены очень слабые толчки, очаги которых находятся непосредственно под участками максимальных глубин желоба. Наблюдается и определенная сейсмичность за островной дугой.

Для области за Курильской островной дугой характерны пониженные значения скорости волн  $P$  на небольших глубинах. Более высокие скорости волн  $P$  под подошвой коры встречаются со стороны дуги, обращенной к океану, за желобом. Интересно, что такие высокие скорости волн  $P$  установлены и под самими Курилами на глубинах, соответствующих погружающейся сейсмической зоне. Таким образом, высокие значения скорости волн  $P$  приурочены к сейсмической зоне (фиг. 2).

Зависимость сейсмической активности (повторяемости землетрясений) от глубины очага для большей части сейсмичных островных дуг показана на фиг. 11. До глубины 200 км она сходна для всех кривых — повторяемость убывает с глубиной примерно по экспоненте. На больших глубинах эта закономерность не выдерживается. Для одних дуг (Аляска, Алеутские острова, Карибский бассейн, Центральная Америка и Мексика) сейсмичность продолжает экспоненциально убывать и на глубине более 300 км уже не регистрируется толчков. Для других же дуг (Тонга, Фиджи, Курило-Камчатской, Японской и Южно-Американской) установлен второй максимум сейсмичности на больших глубинах. Айзекс и др. [7] пришли к выводу, что этот второй максимум в основном связан с очагами, расположенными внутри погружающегося блока литосферы, тогда как толчки на глубинах до 200 км вызваны преимущественно взаимодействием двух блоков литосферы. Экспоненциальное убывание сейсмичности на глубинах до 200 км позволяет предположить, что с увеличением глубины смещения по разлому все в большей и большей степени реализуются не через землетрясения.

На ряде участков дуг Тонга, Марианской, Идзу-Бонинской, а также на севере острова Хонсю очаги встречаются почти на всех глубинах — от приповерхностных зон до глубины 600 км и больше. С другой стороны, изучая в течение 15 лет землетрясения Южной Америки, Сайкс и Хейс [24]

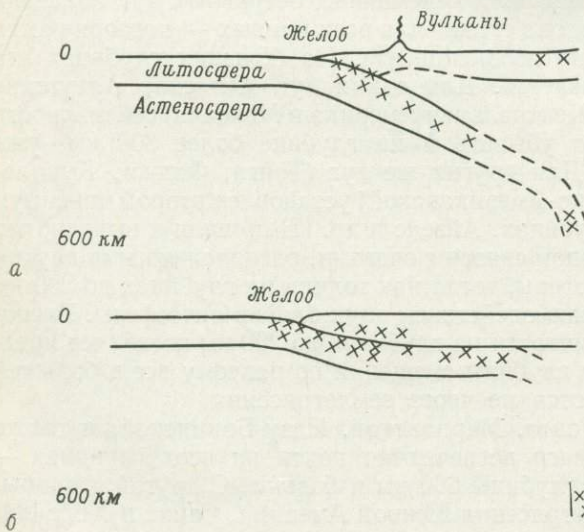


Фиг. 11. Зависимость среднегодового числа землетрясений от глубины очага для некоторых островных дуг.

Обратите внимание на почти экспоненциальное убывание сейсмической активности на глубинах до 200 км в каждой дуге, а также на отсутствие заметных землетрясений в Южной Америке на глубинах от 350 до 525 км [24].

не обнаружили заметной активности на глубинах от 350 до 525 км (фиг. 11). Херрон [6] сообщает, что между 5 и 20 млн. лет назад произошла перестройка процесса спрединга на Восточно-Тихоокеанском поднятии (к западу от Южной Америки). Поэтому возможно, что самые глубокие очаги на западе Южной Америки связаны со спредингом в древнюю эпоху, когда картина поддвижения была иной, чем сейчас.

Сайкс и Хейс установили также, что в некоторых участках на западе Южной Америки распределение очагов по глубине намного сложнее, чем это характерно для островной дуги Тонга. На фиг. 12 приведены схематические вертикальные разрезы через северную часть Чили (а) и через центральную часть Перу (б). Разрез через север Чили и Боливию очень напоминает разрез через дугу Тонга: очаги в основном приурочены к плито-



Фиг. 12. Предполагаемая картина поддвижения литосферы на севере Чили (а) и в центральной части Перу (б).

Положение очагов обозначено схематически косым крестиком (x).

образной сейсмической зоне с умеренным углом падения. Такой угол и большая сейсмическая активность на промежуточных глубинах характерны для областей, где вулканизм зафиксирован в историческое время. В то же время в центральной части Перу установлены толчки с глубиной очага 150 км, на расстоянии почти 700 км от Перуанского желоба. Поэтому Сайкс и Хейс пришли к выводу, что в этом районе погружение блоков литосферы может происходить под более пологим углом, чем в Чили, но зато общая мощность литосферы может быть вдвое больше, как это видно на фиг. 12, б (см. также [18]). Молнар и Оливер [16] установили, что высокочастотные волны  $S$  (фаза  $S_n$ ) сильно затухают за большинством островных дуг. Так же обстоит дело и на севере Чили и в Боливии. Между тем на пути от центральной части Перу и до востока Южной Америки эти волны затухают слабо. Указанные наблюдения согласуются с двумя моделями поддвигания блоков литосферы, намеченными на фиг. 12. Отметим также, что в центральной части Перу отсутствуют исторические проявления вулканизма. Это можно объяснить либо тем, что под верхним блоком литосферы там нет хорошо выраженного слоя астеносферы в отличие от севера Чили, либо тем, что сжатия в этом верхнем блоке слишком велики, чтобы магма могла достигнуть поверхности.

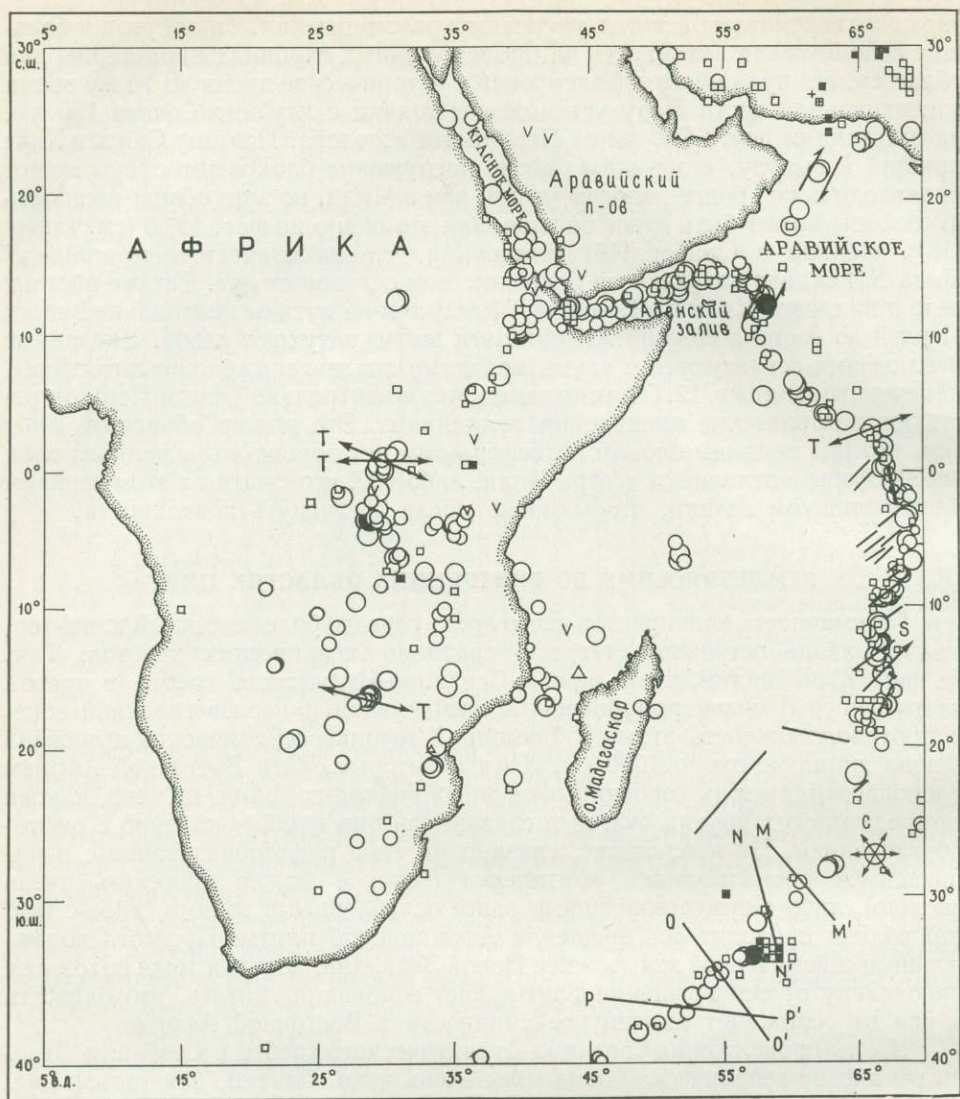
### ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ВО ВНУТРЕННИХ ОБЛАСТЯХ ПЛИТ

Сейсмичность континентов часто носит гораздо более сложный характер, чем в районе островных дуг или срединно-океанических хребтов. Так, на фиг. 13 мы видим, что в районе Срединно-Индийского хребта (в правой части фигуры) очаги приурочены к очень узкой и неразветвленной зоне; в противоположность этому в Восточной Африке сейсмичность выражена в зоне шириною около 1000 км. Хотя некоторые очаги Восточной Африки располагаются вдоль хорошо выраженных рифтовых долин, не ясно, какова природа многих других очагов и связаны ли они непосредственно с рифтообразованием. Не ясно также, связано ли само рифтообразование с начинающимся раскалыванием континента (которое может протекать очень сложно), либо с существовавшими ранее ослабленными зонами, либо с тем, что вблизи проходит ось вращения Африканской плиты. Простота конфигурации сейсмической зоны южнее Новой Зеландии, которая тоже находится неподалеку от оси вращения плиты, дает основания считать, что близость к оси не осложняет картину сейсмичности в Восточной Африке.

Вдоль продолжения Срединно-Атлантического хребта в Северном Ледовитом океане сейсмическая зона тоже очень узка. Однако, как только она, пересекая континентальный шельф Евразии, углубляется в континент, территориальное распределение очагов становится намного более расплывчатым. Подобно этому и на западе Северной Америки проявления сейсмичности отнюдь не приурочены только к системе разломов Сан-Андреас. Многие сильные землетрясения происходили и на западе штата Невада.

Сайкс [22] обратил внимание на необычную (фиг. 14) сейсмическую зону в Индийском океане. В отличие от большинства сейсмических зон океанов ее ширина составляет несколько сотен километров. Сайкс высказал предположение, что она может быть связана с зарождением новой фазы тектонических движений, возможно, с началом формирования островной дуги. Сейсмичность такой зоны можно отнести скорее за счет процессов, происходящих во внутренней области плиты, а не близ ее границы с другой плитой.

Сравнительно широка зона умеренной сейсмической активности, выявленная в долине Св. Лаврентия на востоке Северной Америки. По данным Гутенберга и Рихтера [5], землетрясение 1925 г. в этой зоне, близ города Квебека, имело магнитуду 7. Сообщения очевидцев свидетельствуют о еще более сильных землетрясениях, происходивших в прошлом; однако ни разу при этом не наблюдалось разломообразования на поверхности. Сейсмичности этой территории посвящено очень мало работ. Мы не можем даже утверждать, что землетрясения происходили там вдоль разломов, тем более не можем



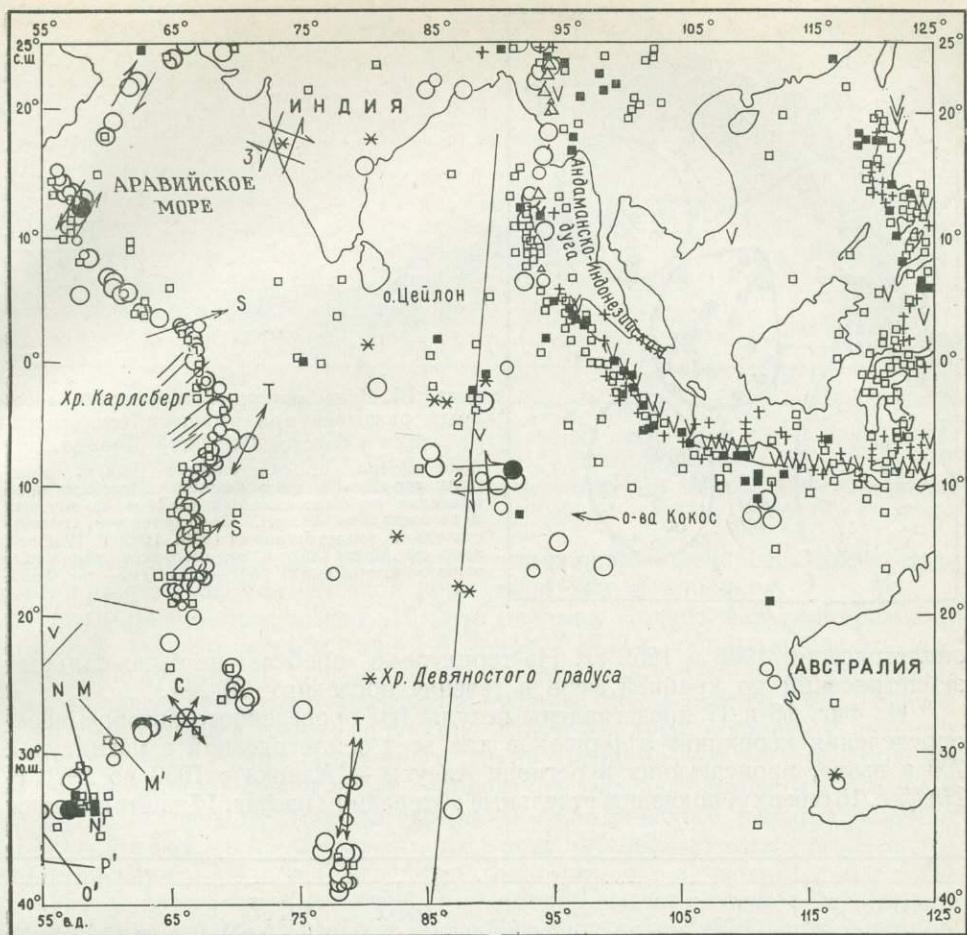
Фиг. 13. Сейсмичность западной части Индийского океана, Аденского залива, Красного моря и Восточной Африки.

Обратите внимание, что сейсмичность вдоль Срединно-Индийского хребта приурочена к узкой линейной зоне, а в Восточной Африке распределена на гораздо более широкой площади. Стрелки указывают на механизм очага.

определить механизм их возникновения. Поэтому, а также ввиду близости этой сейсмической зоны к большим городам она заслуживает тщательного изучения.

### ПРОГНОЗ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Установлено, что в главных сейсмических поясах значительная часть тектонических движений и высвобождающейся энергии приходится на долю сильных землетрясений. Длина разрыва при землетрясении с магнитудой около 7 обычно составляет  $\sim 100$  км, а при магнитуде 8 — несколько сотен и даже более тысячи километров. Площадь или длина зоны разрыва с точки зрения физики землетрясения имеет гораздо больше смысла, чем координаты эпицентра главного толчка. Эпицентр соответствует лишь точке начала разрыва. Зону разрыва у большинства сильных землетрясений нельзя оце-

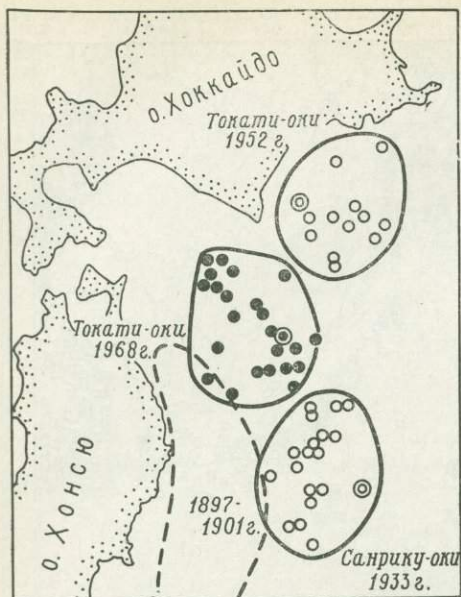


Фиг. 14. Сейсмичность центральной и северной частей Индийского океана.

Обратите внимание на рассеянное распределение очагов в области между Цейлоном и западной Австралией [22]. Стрелки указывают на механизм очага.

нить, просто закартировав поверхностные нарушения: многие разрывы проходят по дну моря, а некоторые, очевидно, не достигают поверхности. Надежной мерой оценки площади разрывов при сильном землетрясении, по-видимому, является зона распределения его афтершоков (или энергия землетрясения.— *Ред.*).

Исследуя зоны разрывов в очагах сильных землетрясений по распределению их афтершоков, можно наметить ряд закономерностей в пространственном распределении сильных землетрясений. Федотов [3] и Моги [15] пробовали картировать зоны разрывов при катастрофических землетрясениях на северо-западе Тихого океана, пользуясь эпицентрами афтершоков, зонами ощущаемой интенсивности сотрясений и установленными ими зонами возникновения цунами. По их материалам (фиг. 15), зоны афтершоков сильных землетрясений смыкаются без существенного перекрытия. Из тектоники плит следует, что если на некотором участке краевой зоны плиты не отмечается сильных землетрясений, то едва ли она останется такой же сейсмически спокойной в течение сотен или тысяч лет. Фактически большинство величайших землетрясений мира, по-видимому, происходило в таких областях краевых зон плит, где за последние десятки или даже сотни лет не отмечалось сейсмической активности. Например, на фиг. 15 землетрясение 1968 г. заполнило такой «пробел» между зонами афтершоков сильных

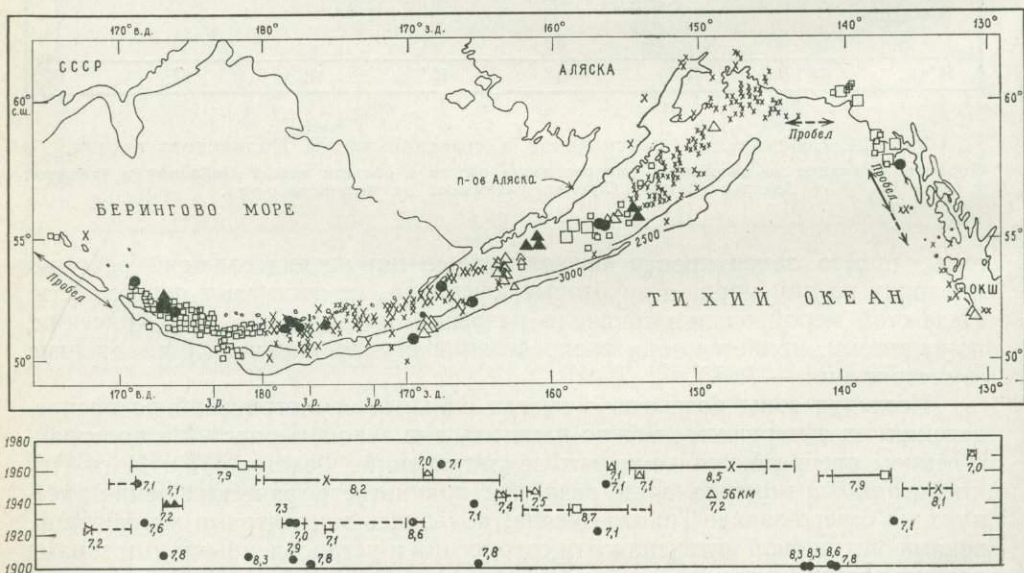


Фиг. 15. Зоны афтершоков и предполагаемых разрывов при крупных землетрясениях у берегов Северной Японии.

Зона афтершоков землетрясения 1968 г. заполнила «пробел» в сейсмической активности (в ее пределах не было сильных толчков по крайней мере последние 70 лет). Положение зон, соответствующих землетрясениям 1933, 1952 и 1968 гг., дано по Мого [15], а предлагаемое положение зоны землетрясения 1897—1901 гг. — по Федотову [3].

землетрясений 1933 и 1952 гг. На территории «пробела» не было сильных землетрясений по крайней мере в течение последних 70 лет.

На фиг. 16 и 17 представлены результаты проведенного автором переопределения координат афтершоков для всех землетрясений с магнитудой 7,0 и выше, происшедших в регионе Алеуты — Аляска с 1930 по 1970 г. На фиг. 16 (вверху) показаны отдельные афтершоки; на фиг. 17 заштрихованы



Фиг. 16. Вверху — эпицентры афтершоков крупных землетрясений (магнитуда 7,0 и выше) с 1930 по 1970 г. в зоне Аляска — Алеуты, вдоль побережья Британской Колумбии и юго-восточной Аляски.

Обратите внимание, что зоны афтершоков крупнейших землетрясений как бы обрываются, заметно не перекрывая друг друга. Внизу показано распределение во времени зон разрывов (сплошные линии), связанных с этими землетрясениями. Проекция эпицентров крупнейших землетрясений на профиль показаны черными точками, цифры рядом — соответствующие магнитуды. Обратите внимание на три «пробела» в активности сильных толчков: юго-восточная (по простиранию) Аляска, южная Аляска и западные Алеуты. Зона катастрофического землетрясения 1964 г. была «пробелом» по крайней мере от 1900 до 1964 г. О. К. Ш. — острова Королевы Шарлотты; З. р. — зоны разломов, закартированные на дне Тихого океана южнее Алеутской дуги.



туры, применение ЭВМ для определения координат очагов, а также сооружение сети местных станций чрезвычайно расширили объем данных, используемых в сейсмологическом анализе. Большая часть землетрясений мира приурочена к очень узким зонам, протягивающимся вдоль краевых частей плит, вовлеченных в движение. Сейсмичность представляет нерасторжимое целое с глобальными тектоническими процессами.

Однако некоторые землетрясения, очевидно, происходят во внутренних частях плит. Они мало изучены, поскольку лежат вне наиболее сейсмичных зон. Между тем в связи с ними возникает много вопросов: каково тектоническое значение этих толчков? Вызваны ли они высокими напряжениями? На каких глубинах они возникают, как связаны с разломами и каков их механизм? Другой важный вопрос относится к сейсмическому поясу Альпы — Центральная Азия — Гималаи, который гораздо сложнее большинства островных дуг: можно ли осмыслить его тектонику, исходя из тектоники плит?

У некоторых островных дуг заслуживают тщательного изучения области, расположенные непосредственно над погружающейся сейсмической зоной со стороны материка. В тектонике этих областей отмечаются существенные различия: в одних преобладают сжатия, в других — растяжения; большой интерес представляет вопрос о том, как эти различия отражаются на сейсмичности. Выяснилось, что важную роль при высвобождении тектонических напряжений (в качестве спускового механизма, вызывающего землетрясение) играет насыщение пород водой и нагрузка воды на дно водоемов. Этот механизм может оказаться особенно важным в тех внутренних областях литосферных плит, где накопились большие напряжения. В краевых областях тектонически активных плит сильные землетрясения, вероятно, будут возникать в местах, где их не было. Концепция тектоники плит предлагает здесь рациональную основу для подхода к более надежному прогнозу землетрясений. Сейчас все большее количество ученых начинают склоняться к мнению, что сильные землетрясения у островных дуг и трансформных разломов подчинены строгим закономерностям в отношении их места, времени и магнитуды. Они редко (если это вообще бывает) повторяются в каком-либо определенном месте ранее, чем через несколько десятков лет покоя, т. е. по истечении периода, необходимого для существенного накопления напряжений. Остается еще неясным, насколько ползучесть или иные несейсмические смещения могут способствовать снятию напряжений, накапливающихся в таких районах. Известно, что в некоторых из них в прошлом бывали сильные землетрясения; тогда там можно ожидать сильных толчков и в будущем. В таких районах часто не бывает и землетрясений умеренной силы и даже микроземлетрясений. В таких случаях возникает важный, еще не решенный вопрос: за сколько времени до возникновения сильного толчка эти районы снова активизируются сейсмически — за годы, недели или дни? Проведение наблюдений в возможно большем числе таких районов «пробела» сейсмической активности представляется перво-степенной задачей сейсмологии и геодезии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Barazangi M., Dorman J.*, World seismicity map of E.S.S.A., Coast and Geodetic Survey epicenter data for 1961—1967, Bull. Seismol. Soc. Am., 59, pp. 369—380, 1969.
2. *Fedotov S. A.*, Upper mantle properties of the southern part of Kuril Island arc according to detailed seismological investigations, Tectonophysics, 2, pp. 219—225, 1965a.
3. *Федотов С. А.*, Закономерности распределения сильных землетрясений на Камчатке, Курильских островах и северо-восточнее Японии, Тр. Инст. Физики Земли АН СССР, № 36, стр. 66—93, 1965.
4. *Федотов С. А., Кузин И. П., Бобков М. Ф.*, Детальные сейсмологические исследования на Камчатке 1961—1962 гг., Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9, стр. 1360—1375, 1964.

5. Gutenberg B., Richter C. F., Seismicity of the Earth and Associated Phenomena, Princeton Univ. Press, Princeton, N.J., 309 pp., 1954.
6. Herron E. M., Sea-floor spreading and the Cenozoic history of the East-Central Pacific, Bull. Seismol. Soc. Am., **62**, 1972.
7. Isacks B., Oliver J., Sykes L. R., Seismology and the new global tectonics, J. Geophys. Res., **73**, pp. 5855—5899, 1968 [см. русский перевод: Айзекс Б., Оливер Дж., Сайкс Л., Сейсмология и новая глобальная тектоника, в кн.: «Новая глобальная тектоника», Мир, М., 1974].
8. Karig D. E., Ridges and basins of the Tonga-Kermadec island arc system, J. Geophys. Res., **75**, pp. 239—254, 1970.
9. Karig D. E., Structural history of the Mariana island arc system, Geol. Soc. Am. Bull., **82**, pp. 323—344, 1971.
10. Katsumata M., Sykes L. R., Seismicity and tectonics of the western Pacific, Izu-Mariana-Caroline and Ryukyu-Taiwan regions, J. Geophys. Res., **74**, pp. 5923—5948, 1969.
11. Kelleher J. A., Space-time seismicity of the Alaska-Aleutian seismic zone, J. Geophys. Res., **75**, pp. 5745—5756, 1970.
12. Kelleher J. A., Rupture zones of large American earthquakes and some predictions, J. Geophys. Res., **77**, 1972.
13. McKenzie D. P., Plate tectonics of the Mediterranean region, Nature, **226**, pp. 239—243, 1970.
14. Mitronovas W., Isacks B., Seeber L., Earthquake locations and seismic wave propagation in the upper 250 km of the Tonga island arc, Bull. Seismol. Soc. Am., **59**, pp. 1115—1135, 1969.
15. Mogi K., Some features of recent seismic activity in and near Japan (1), Bull. Earthquake Res. Inst., **46**, pp. 1125—1236, 1968.
16. Molnar P., Oliver J., Lateral variations of attenuation in the upper mantle and discontinuities in the lithosphere, J. Geophys. Res., **74**, pp. 2648—2682, 1969.
17. Pakiser L. C., Eaton J. P., Healy J. A., Raleigh C. B., Earthquake prediction and control, Science, **166**, pp. 1467—1474, 1969.
18. Ritsema A. R., The mechanism of mantle earthquakes in relation to phase transformation processes, Phys. Earth Planet. Inter., **3**, pp. 503—510, 1970.
19. Ritsema A. R., On plate tectonics and arc movements in the Mediterranean region, Proc. Gen. Assem. Eur. Seismol. Council, 15th, Luxemburg, 1971.
20. Sykes L. R., Mechanism of earthquakes and nature of faulting on the mid-oceanic ridges, J. Geophys. Res., **72**, pp. 2131—2153, 1967.
21. Sykes L. R., Seismological evidence for transform faults, sea-floor spreading and continental drift, in: Phinney R. A., ed., The history of the Earth's crust, Princeton Univ. Press, Princeton, N.J., pp. 120—150, 1968.
22. Sykes L. R., Seismicity of the Indian Ocean and a possible nascent island arc between Ceylon and Australia, J. Geophys. Res., **75**, pp. 5041—5055, 1970.
23. Sykes L. R., Aftershock zones of great earthquakes, seismicity gaps and earthquake prediction for Alaska and the Aleutians, J. Geophys. Res., **76**, pp. 8021—8041, 1971.
24. Sykes L. R., Hayes D. E., Spatial Distribution of earthquakes and tectonics of South America (готовится к печати).
25. Sykes L. R., Isacks B., Oliver J., Spatial distribution of deep and shallow earthquakes of small magnitudes in the Fiji-Tonga-region, Bull. Seismol. Soc. Am., **59**, pp. 1093—1113, 1969.
26. Sykes L. R., Oliver J., Isacks B., Earthquakes and tectonics, in: Maxwell A. E., ed., The Sea, 4, part 1, Wiley-Interscience, New York, N.Y., pp. 353—420, 1971.
27. Wilson J. T., A new class of faults and their bearing on continental drift, Nature, **207**, pp. 343—347, 1965.

# МЕХАНИЗМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

К. Аки

(Отделение наук о Земле и планетах,  
Массачусетский технологический институт, Кембридж, США)

В ходе осуществления Проекта верхней мантии благодаря разработке математического аппарата, позволяющего связать записи сейсмических волн с данными о смещениях по разлому в очаге, достигнуты значительные успехи в анализе механизма землетрясений. Поскольку смещение по разлому представляет собой функцию времени и двух пространственных координат, то полное решение обратной задачи (инверсия сейсмограммы) практически невозможно. Единственный реальный путь состоит в том, чтобы описать кинематику разрастания разрыва в плоскости разлома через небольшое число параметров, характеризующих очаг землетрясения, а затем определить эти параметры по сейсмограммам. Был предложен ряд кинематических моделей очага. Предприняты и предварительные попытки построить динамическую модель очага, решив задачу о внезапном распространении разрыва при заданных начальных условиях.

Несколько параметров отражает осредненные по времени и пространству характеристики очага и потому не зависит от деталей кинематики разрыва. К ним относятся 1) сейсмический момент — величина, пропорциональная полному смещению, осредненному по всей поверхности разлома, и 2) кажущееся напряжение — величина, пропорциональная отношению полной высвободившейся сейсмической энергии к сейсмическому моменту. По этим двум параметрам можно приблизительно рассчитать средний спад напряжений при землетрясении. Точность определения этих осредненных параметров рассмотрена на примере землетрясения 1966 г. в Паркфилде, Калифорния, — одного из наиболее хорошо изученных в ходе работ по Проекту верхней мантии. Затем подытожены новые данные по нескольким хорошо изученным землетрясениям. Установлены 1) соотношение между магнитудой и сейсмическим моментом и 2) соотношение между спадом напряжений и магнитудой. Обнаружено, что спад напряжений при глубоких землетрясениях составляет 10—100 бар и что эта величина, по-видимому, не зависит от магнитуды  $M$  при  $M > 6$ . Наконец, изложены некоторые данные о возникновении разломов при глубокофокусных землетрясениях.

## ВВЕДЕНИЕ

В ходе работ по изучению механизма землетрясений, ведущихся в рамках Проекта верхней мантии, наиболее эффективной оказалась идея о трансформных разломах, выдвинутая Уилсоном [82] и подтвержденная Сайксом [72] путем анализа подвижек в очаге. На этой основе удалось не только объединить сейсмические регионы, ранее рассматривавшиеся как явно различные (области глыбовой тектоники, островных дуг и срединно-океанических хребтов), но и заметно упрочить доверие ученых к самой методике анализа подвижек в очаге. Дальнейшие работы ряда ученых в целом подкрепили новые представления тектоники плит [69, 45, 46].

Менее эффективной, но, вероятно, более важной в конечном счете оказалась разработка математического аппарата для изучения механизма землетрясений. Этот аппарат соотносит записи смещений на сейсмограмме с разрывными смещениями по плоскости разлома, позволяя рассчитать эквивалентный очагу точечный импульсный источник (два диполя для сдвиговой дислокации в изотропной среде) [55, 20]. Первые работы по такому математическому моделированию источника были выполнены в конце 50-х годов [80, 69, 52], но полноценное использование этой методики началось после того, как возникло определенное доверие к нашим сведениям об упругих и неупругих свойствах Земли, а тем самым и к расчету реакции Земли на действие импульса силы.

## ТЕОРИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

Упомянутый математический аппарат, который сейсмологи называют теорией дислокаций, представляет очаг землетрясения в виде разрывного смещения  $u(\vec{\xi}, t)$ , происходящего в плоскости разлома  $\Sigma$ . Поскольку подавляющее большинство наблюдений указывает на то, что эквивалентным очагу точечным источником является пара диполей, то компонента дислокаций, перпендикулярная плоскости разлома, считается пренебрежимо малой. Это вполне приемлемое допущение для реальных условий. Когда же смещение  $u(\vec{\xi}, t)$  параллельно плоскости разлома, его называют сдвиговой дислокацией.

В рамках теории сдвиговых дислокаций возможны два разных подхода к анализу механизма землетрясений. В первом случае мы исходим из имеющейся сейсмограммы и решаем обратную задачу, определяя смещение  $u(\vec{\xi}, t)$  в плоскости разлома  $\Sigma$ . Единственный практически реализуемый подход к решению этой обратной задачи состоит в описании кинематики разрастающегося разрыва в плоскости разлома с помощью небольшого числа параметров, которые мы определяем по сейсмограммам. Было предложено много кинематических моделей для различного рода очагов: разрастание разрыва в одном направлении для неглубоких землетрясений [7, 37]; круглый фронт разрыва, разрастающегося от точки, для глубоких землетрясений [64, 10]; некогерентное возникновение элементарных разрывов [39, 3]; наложение источников [85] для описания нерегулярно разрастающегося разрыва.

Слабым местом всех этих кинематических моделей является произвол при выборе функции  $u(\vec{\xi}, t)$ . Чтобы избавиться от этого, нужно решить задачу о физической природе процесса, приводящего к землетрясению. В этом и состоит второй подход к анализу землетрясений в рамках теории сдвиговых дислокаций. Некоторого успеха здесь добились Костров [54], Аршамбо [6], Берридж [19], Уиртмен [81], Брюн [14], Хансон и др. [35]. Полное описание процесса разрыва связано с неупругим поведением вещества и представляет важнейшую область будущих исследований на стыке тектонофизики, механики горных пород, сейсмологии и сейсмостойкого строительства.

### НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ ОСОБЕННОСТИ ДИСЛОКАЦИОННЫХ МОДЕЛЕЙ

В данной, подводящей итоги работе я остановлюсь только на первом подходе и сделаю упор лишь на те выводы, которые не зависят от второстепенных особенностей кинематической модели, определяемых в известной степени произвольно. Имеется несколько параметров, недавно предложенных в теории сдвиговых дислокаций, которые не зависят от деталей выбранной кинематической модели. К ним относятся следующие:

#### 1. Сейсмический момент

$$M_0 = \bar{\mu} \bar{u} S, \quad (1)$$

где  $S$  — площадь разлома;  $\bar{u}$  — окончательная дислокация  $u(\vec{\xi}, \infty)$ , осредненная по площади разлома.

#### 2. Эффективное напряжение

$$\eta \bar{\sigma} = \mu E / M_0, \quad (2)$$

где  $E$  — энергия сейсмических волн;  $\eta$  — отношение  $E$  к полной высвободившейся энергии;  $\bar{\sigma}$  — среднее между начальным напряжением  $\sigma_0$  и конечным напряжением  $\sigma_1$  на плоскости разлома.

#### 3. Спад напряжений

$$\Delta \sigma = c \mu \frac{\bar{u}}{\sqrt{S}} = c \frac{M_0}{S^{3/2}}, \quad (3)$$

где  $\Delta \sigma = \sigma_0 - \sigma_1$ ;  $c$  — коэффициент, зависящий от формы разлома и направления смещения. Например, для круглого разрыва  $c = 7/16 (\pi)^{3/2} = 2,4$

[49, 28]. Если разлом имеет форму прямоугольника, лежащего в вертикальной плоскости, длина которого  $L$  ориентирована по горизонтали и много больше ширины  $W$ , то формулы для  $c$  следующие:

$$c = 4/\pi \sqrt{L/W}$$

для сдвига глубоко <sup>1</sup> под поверхностью,

$$c = 16/3\pi \sqrt{L/W}$$

для сброса глубоко под поверхностью и

$$c = 2/\pi \sqrt{L/W}$$

для сдвига, выходящего на поверхность.

На практике величина  $c$  большей частью находится между 2,4 и 5. Таким образом, зная величину сейсмического момента и площади разлома, мы можем оценить спад напряжений с точностью до множителя 2. В дальнейшем мы воспользуемся этим соотношением, сравнивая спад напряжений у сильных и слабых землетрясений, а также у неглубоких и глубоких.

Недавно Севидж [66] предложил следующее неравенство:

$$\eta \bar{\sigma} < \Delta \sigma / 2.$$

Это соотношение между спадом напряжений  $\Delta \sigma$  и эффективным напряжением  $\bar{\sigma}$  опирается на допущение, что во время подвижки напряжения трения больше, чем конечное напряжение на разломе. (Неравенство (4) можно получить, приняв, что  $\eta \bar{\sigma} = (\bar{\sigma} - f)$ , и допустив, что  $f > \sigma_1$ .) Указанное допущение является спорным. Например, Брюн [14], формулируя упрощенную модель высвобождения напряжений, допускает, что во время смещений напряжения трения падают ниже уровня окончательных напряжений. Поскольку нет очевидных физических причин принять то или иное допущение, необходимо провести фактическую проверку, опираясь на наблюдения при землетрясениях.

За последние годы многие сейсмологи измеряли сейсмический момент, кажущиеся напряжения и спад напряжений. При этом наметились два подхода. Некоторые исследователи тщательно изучают одно землетрясение, стремясь со всей возможной точностью измерить перечисленные параметры; другие же, пользуясь упрощенной методикой, стремятся распространить наблюдения на возможно большую совокупность землетрясений за счет меньшей точности при отдельных измерениях. Краткий отчет о работах во втором направлении дан в работе Брюна [15]. Я же сделаю упор на первом подходе.

Первое точное определение сейсмического момента с использованием глобальной сети наблюдений над долгопериодными поверхностными волнами было выполнено Аки [2] для землетрясения в Ниигата, 1964 г. Полученное значение составляло  $3 \cdot 10^{27}$  дин·см; оно согласуется с величиной дислокации и площадью разлома, определенными независимо (согласно уравнению (1)) по данным близких станций. Подобная согласованность отмечалась и для многих хорошо изученных землетрясений — от слабого землетрясения на разломе долины Импириал, США [16], до Аляскинского землетрясения с магнитудой 8,5 [48].

#### ТОЧНОСТЬ СЕЙСМОЛОГИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОЧАГА

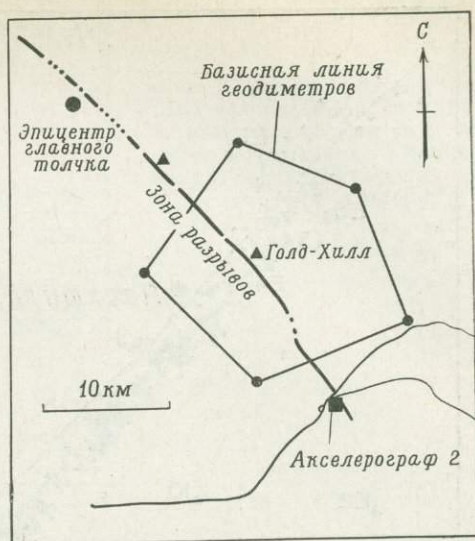
Наилучшим примером, иллюстрирующим точность измерения сейсмического момента, спада напряжений и кажущегося напряжения, является землетрясение в Паркфилде, Калифорния, в июне 1966 г., поскольку тогда

<sup>1</sup> «Глубокий» означает, что поверхность не влияет на статическое поле напряжений; практически глубина верхнего края разлома должна быть достаточно больше  $W$ . — Прим. ред.

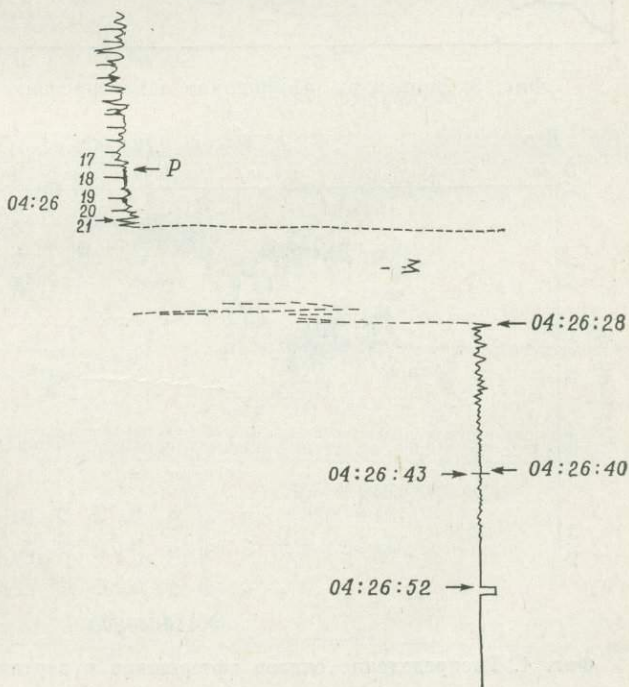
была обеспечена непревзойденная полнота наблюдений на близком расстоянии. Как видно на фиг. 1, вблизи разлома, с которым связано землетрясение, находится сейсмическая станция Голд-Хилл, сооруженная Геологической службой США в октябре 1965 г. Береговая и Геодезическая служба США установила в июне 1965 г. сеть акселерографов по обе стороны разлома. Один из них (акселерограф 2 на фиг. 1) находится в 80 м от разрыва на разломе. Департамент водных ресурсов Калифорнии, ожидая здесь землетрясения (в связи с неравномерными смещениями по разлому), установил в октябре 1963 г. пятиугольную сеть геодиметров, пересекающую разлом.

С помощью приемника сигналов времени WWV на станции Голд-Хилл (фиг. 2) впервые была непосредственно определена скорость распространения разрыва [26]. С учетом дополнительных данных соседней станции среднее значение скорости распространения разрыва было оценено в 2,2 км/с. Определение гипоцентров афтершоков [27] показало, что они поразительно точно приурочены к некоторой плоскости; это позволило предположительно оценить длину плоскости разлома в 40 км, а глубину в 10 км (фиг. 3, 4).

Были проведены измерения геодиметрами [41]. Геологическая служба США вместе с Калифорнийским технологическим институтом провели также измерения непосредственных смещений на разломе сразу же после толчка

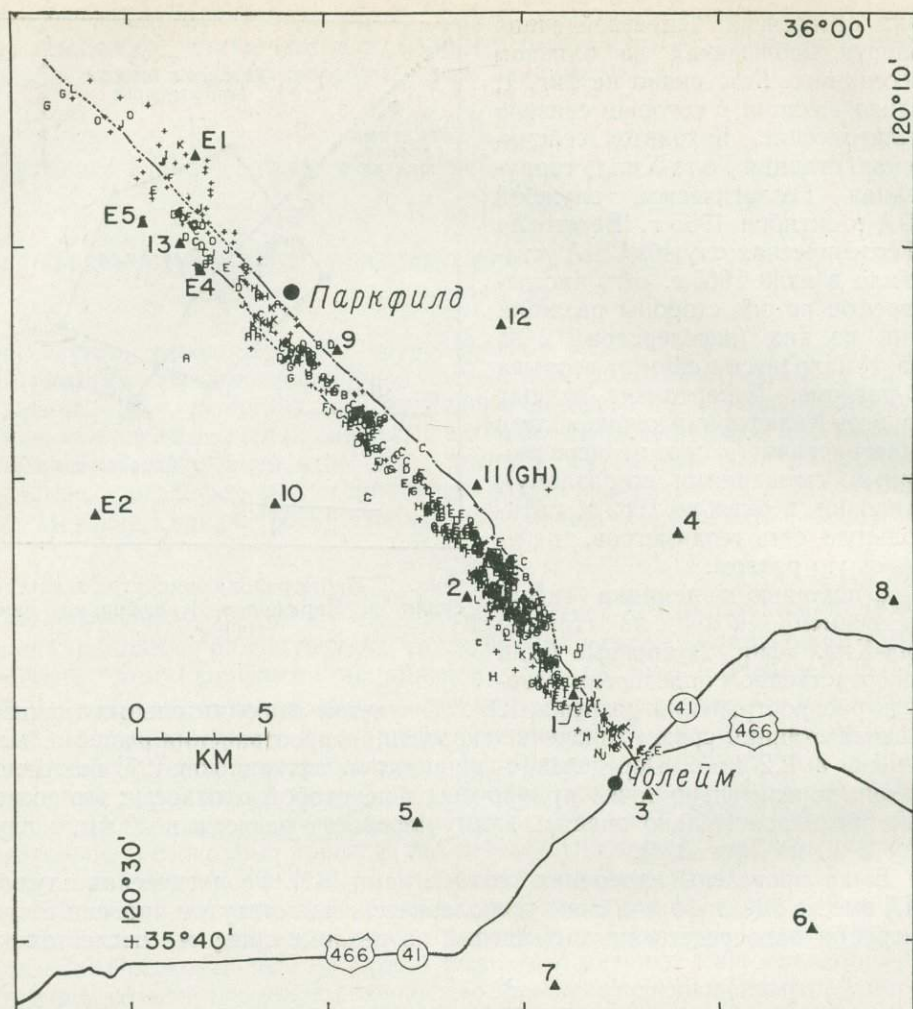


Фиг. 1. Карта района эпицентра землетрясения в Паркфилде, Калифорния, июнь 1966 г.

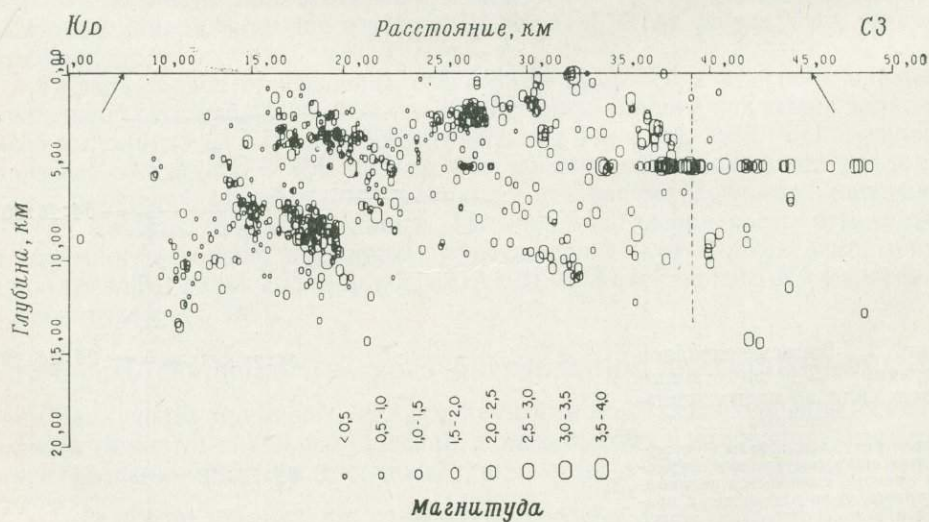


Фиг. 2. Запись сигналов времени WWV на станции Голд-Хилл во время землетрясения.

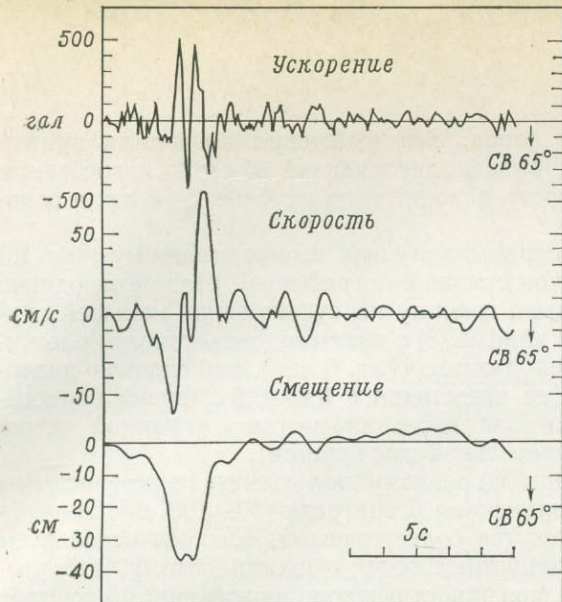
После вступления фазы P интервалы между секундными марками времени становятся неравномерными из-за вибрации; с подходом сильного смещения запись вышла за шкалу, указывая на время прохождения разрыва [26].



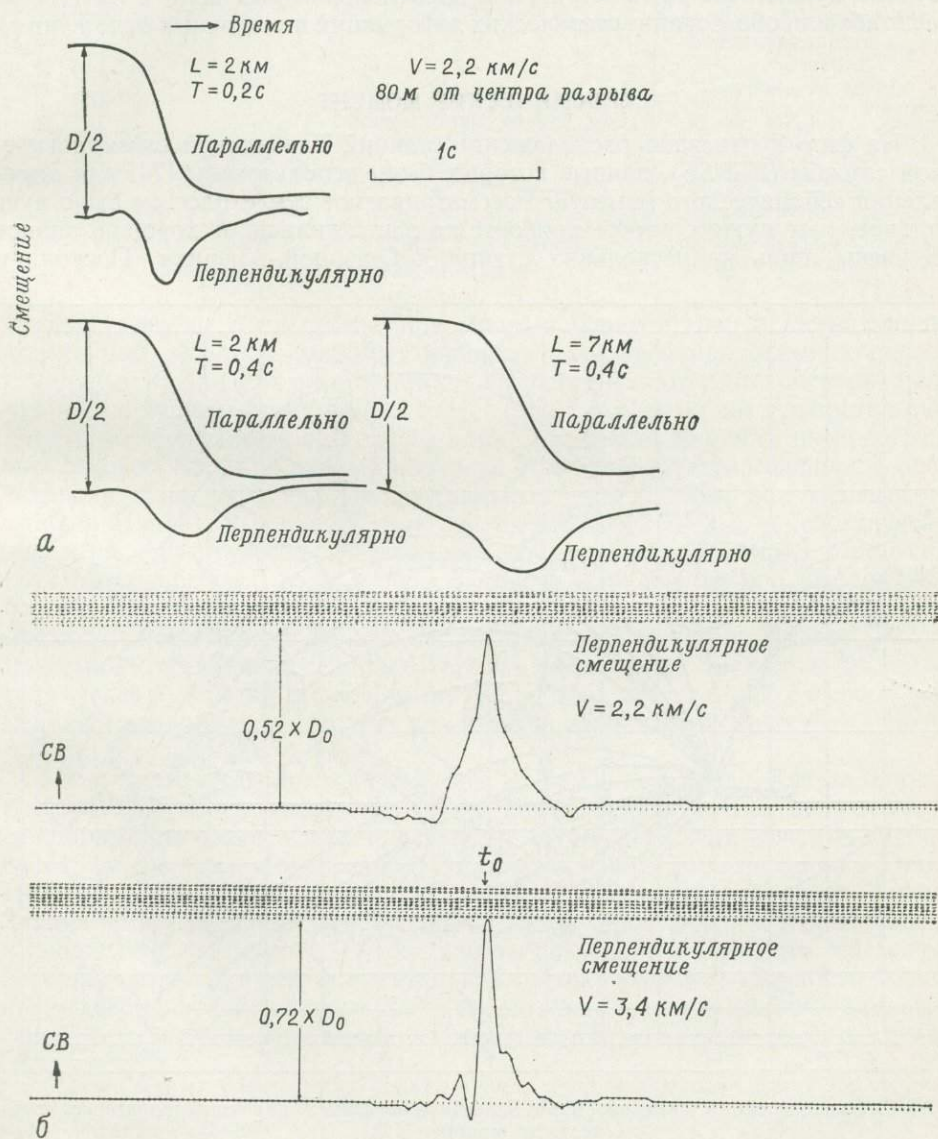
Фиг. 3. Эпицентры афтершоков землетрясения в Паркфилде [28].



Фиг. 4. Распределение очагов афтершоков в вертикальной плоскости [28].



Фиг. 5. Запись горизонтальных ускорений на станции 2 и рассчитанные по ней скорости и смещения в направлении, перпендикулярном простиранию разлома.



Фиг. 6. Теоретические сейсмограммы смещений на станции.

а — для моделей очага с различными значениями времени нарастания разрыва  $T$  и длины разлома  $L$  (рассчитано по методу Хаскелла ([40]); б — для моделей очага с различной скоростью распространения разрыва  $V$ .

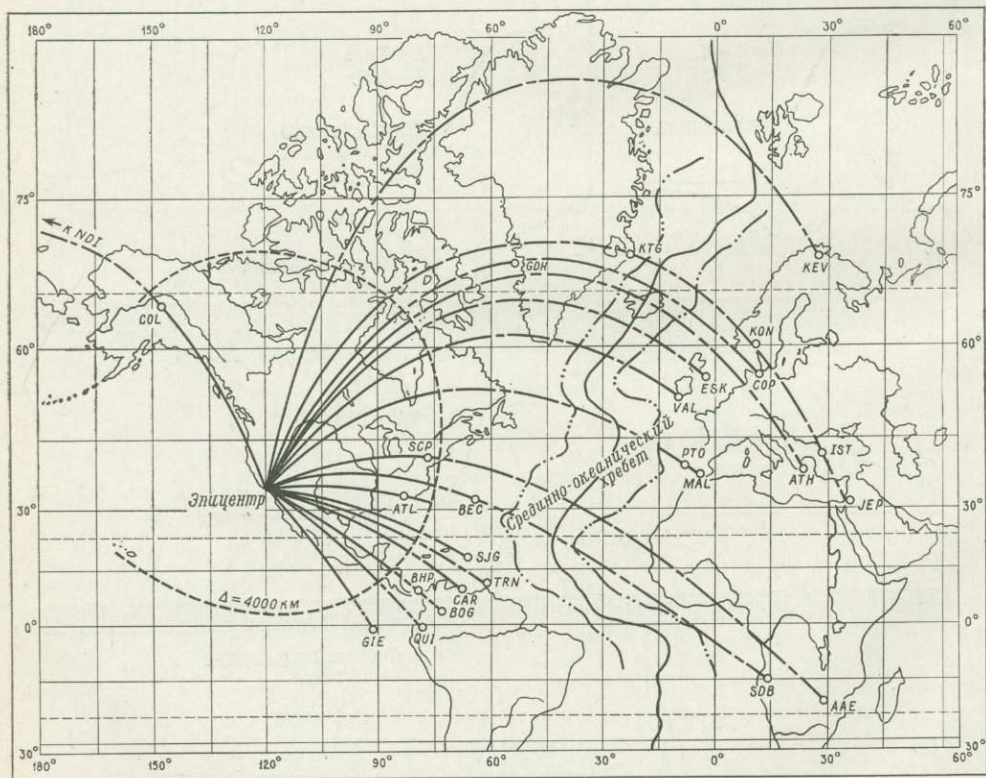
и при последовавшем течении пород. Эти измерения позволили прийти к выводу, что главный толчок вызван дислокацией 30 см на погребенном разломе, верхняя граница которого находится на глубине 2—4 км, а основание — на глубине 10 км.

Согласно анализу акселерограмм в пункте 2, проведенному Аки [3] и Хаскеллом [40], главный толчок связан с погребенным разломом, однако эти авторы помещают его верхнюю границу на существенно меньшей глубине. Сравнивая записи смещений (фиг. 5) с данными, теоретически рассчитанными для различных моделей разлома (фиг. 6, а, б), они оценили дислокацию в 60—100 см, а время ее нарастания в 0,4—0,9 с (время нарастания есть интервал от момента возникновения разрыва в данной точке разлома до установления окончательной дислокации).

Приведенные оценки смещения по разлому, полученные по независимым наблюдениям вблизи очага, различаются в три раза (30—100 см). Измерения сейсмического момента окажутся более точными, если мы используем спектр длиннопериодных поверхностных волн, — просто потому, что распространение длиннопериодных поверхностных волн в глобальном масштабе изучено лучше, чем распространение короткопериодных волн в локальном масштабе или образование статических деформаций в осадочных отложениях

### СЕЙСМИЧЕСКИЙ МОМЕНТ

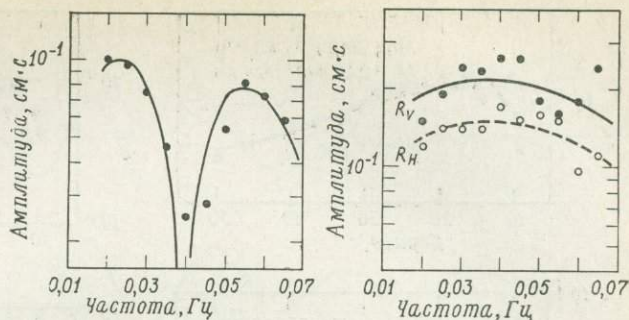
На фиг. 7 показано расположение станций Глобальной сейсмологической службы (WWSS), данные которых были использованы [74] для определения сейсмического момента. Рассматриваемое землетрясение было чуть сильнее, чем нужно, чтобы приборы не зашкалились, и хорошие записи получены лишь на нескольких станциях Северной Америки. Поскольку



Фиг. 7. Расположение станций WWSS, использованных для определения сейсмического момента [74].

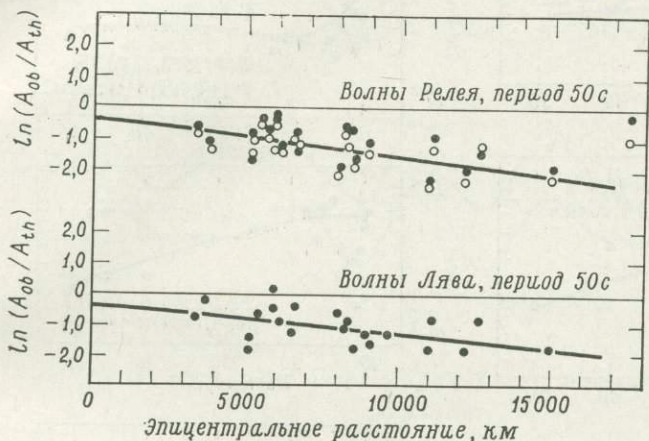
Фиг. 8. Сопоставление теоретического (кривые) и наблюдаемого (кружки) амплитудных спектров.

Слева — станция COL,  $\Delta = 157,9^\circ$ , волны Лява; справа — станция ATL,  $\Delta = 52,9^\circ$ , волны Релея.



Фиг. 9. Отношение наблюдаемых амплитудных спектров  $A_{об}$  к теоретическим  $A_{th}$  как функция эпицентрального расстояния.

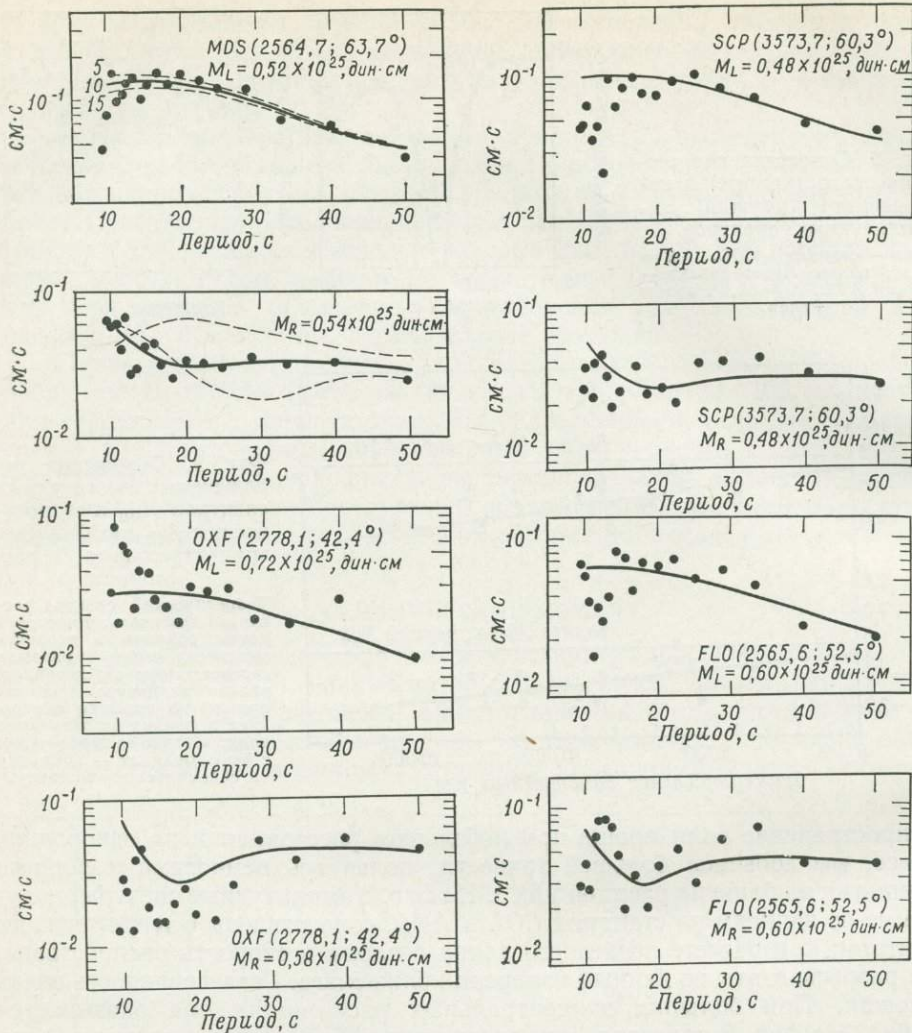
Теоретический спектр рассчитан для очага, у которого длина разлома и скорость распространения разрыва соответствуют наблюдаемым вблизи эпицентра. Наклон прямой на графике определяет поправку на затухание волн, а точка ее пересечения с осью ординат — поправку к сейсмическому моменту.



распространение волн проще при небольшом расстоянии и на однородной трассе, мы добьемся большей точности, пользуясь немногими хорошими станциями на близких расстояниях<sup>1</sup>. На фиг. 8 амплитудные спектры, полученные по записям на станциях COL и ATL, сопоставлены с теоретическим спектром; при расчете последнего длина разлома и скорость распространения разрыва взяты по данным измерений близ очага. Согласованность очень хорошая. При больших эпицентральных расстояниях она оказывается слабой. На фиг. 9 показано, как отношение наблюдаемых и теоретических значений амплитудного спектра зависит от эпицентрального расстояния (для поверхностных волн с периодом 50 с). Наклон прямой на графиках соответствует поправке на коэффициент затухания, а пересечение этой прямой оси ординат определяет поправку к сейсмическому моменту. График показывает, что оценка сейсмического момента верна с точностью до множителя менее 2. Соответствующая погрешность, определенная способом наименьших квадратов, составляет для нижней границы сейсмического момента 0,7, а для верхней — 1,5.

Для более слабых землетрясений, когда записи, сделанные на близком расстоянии при однородном пути волн, не зашкалены, точность определения сейсмического момента может составлять около 20%, если известна глубина очага и установлен его механизм. Это показано для землетрясения в Траки, 1966 г. [75]. Как видно на фиг. 10, значения сейсмического момента определялись по наблюдениям одной станции путем сопоставлений теоретического и наблюдаемого спектров. В ходе работы авторы выяснили, что сейсмограф неверно прокалиброван (относительная ошибка равна 2). Точность определения сейсмического момента может оказаться выше и для сильных землетрясений, если удастся использовать поверхностные волны с периодами гораздо

<sup>1</sup> При малых расстояниях большая часть пути волны приходится на верхние, наиболее неоднородные слои. Поэтому сокращение расстояния может и не дать желаемого эффекта. — Прим. ред.

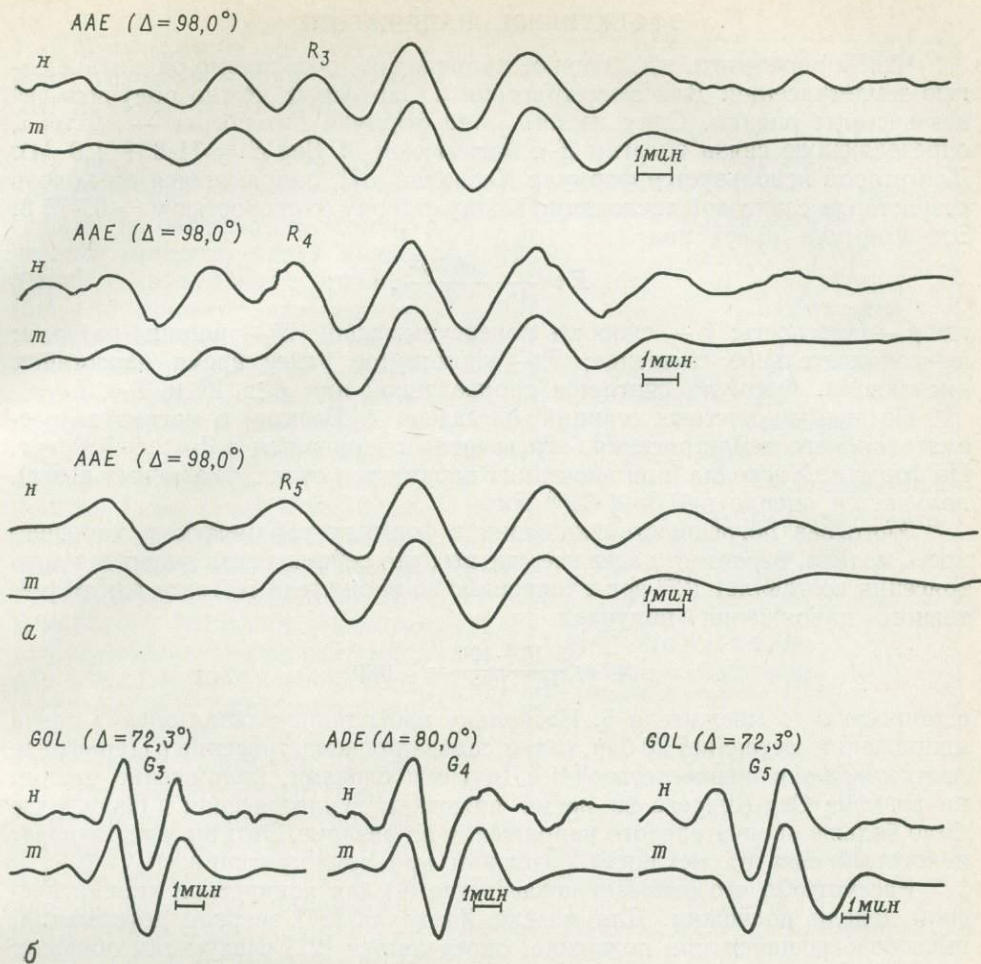


Фиг. 10. Определение сейсмического момента путем сравнения наблюдаемого (точки) и теоретического (линии) амплитудных спектров поверхностных волн.  $M_L$  и  $M_R$  — моменты, определенные по записи волн Лява и Релея. Исследовано землетрясение в Траки, Калифорния, 1966 г. Буквенные индексы — сокращенные названия станций Глобальной сети WWSS [75].

больше 50 с. Работа Канамори [47] по землетрясению на Курилах в 1963 г. продемонстрировала, как много можно узнать о строении Земли и очаге землетрясения, используя длиннопериодные волны. Проведенное им сопоставление теоретических и наблюдаемых данных показано на фиг. 11. Теоретические расчеты сейсмограмм и спектров опираются на модель поверхностных волн, возбуждаемых источником (дислокацией) в слоистом полупространстве или слоистой сферической оболочке [36, 38, 63, 44, 8, 79, 32].

### СПАД НАПРЯЖЕНИЙ

Вернемся к землетрясению в Паркфилде, чтобы оценить для него спад напряжений, определяемый формулой (3). Мы можем дать две крайние оценки: по измерениям течения пород близ разлома и по записям ускорений. Удовлетворить обоим видам наблюдений трудно, так как они связаны с разными допущениями: при анализе течения с допущением Аки о необычном неупругом поведении поверхностного слоя [4]; при анализе ускорений



Фиг. 11. Сопоставление наблюдаемых ( $n$ ) и теоретических ( $m$ ) амплитудных спектров поверхностных волн от землетрясения на Курилах, 1963 г.  
 $a$  — волны Релея на станции ААЕ (Аддис-Абеба);  $б$  — волны Лява на станции GOL (центр США) [48].

с допущением Шольца о большом увеличении смещений в поверхностном слое [67] без реверберации.

Как уже отмечалось ранее, мы приняли за оценку спада напряжений отношение сейсмического момента к площади разлома, возведенной в степень три вторых. Значение площади разлома в модели Шольца ( $5 \times 30$  км) согласуется и с пересмотренным им значением сейсмического момента (первоначальная оценка момента, по данным одной станции, была  $1,9 \cdot 10^{25}$  дин·см), и с непосредственными измерениями течения на разломе:

$$\frac{M_0}{S^{3/2}} = \frac{1,4 \cdot 10^{25}}{1,8 \cdot 10^{18}} = 0,8 \cdot 10^7 = 8 \text{ бар.}$$

В данном случае  $s$  близко к 2,4; спад напряжений составляет около 20 бар.

В модели Аки и Хаскелла оценка смещений на разломе в 2—3 раза выше, чем у Шольца. Поэтому площадь разлома, согласующаяся с данными наблюдений, относящихся к сейсмическому моменту, должна быть в 2—3 раза меньше, а тем самым оценка спада напряжений в 3—5 раз больше, чем у Шольца.

Таким образом, можно сделать вывод, что спад напряжений при землетрясении в Паркфилде колебался от 20 до 100 бар.

### ЭФФЕКТИВНОЕ НАПРЯЖЕНИЕ

Чтобы определить эффективное напряжение, необходимо оценить энергию землетрясения. Для землетрясения в Паркфилде можно получить две независимые оценки. Одну из них — по формуле Гутенберга — Рихтера, определяющую связь энергии  $E$  с магнитудой  $M$  ( $\log E = 11,8 + 1,5 M$ ). Для второй используется формула Хаскелла [37], опирающаяся на модель разрастания сдвиговой дислокации в одну сторону со скоростью  $v = 0,775 \beta$ . Эта формула имеет вид

$$E = \frac{3}{4\pi} \frac{\rho \beta W \bar{u}^2}{T}, \quad (5)$$

где  $\rho$  — плотность;  $\beta$  — скорость поперечных волн;  $W$  — ширина разлома;  $\bar{u}$  — окончательное смещение;  $T$  — упомянутое ранее время нарастания дислокации. Формула считается справедливой при  $L > W$  и  $T < L/v$ .

По данным местных станций (Пасадена и Беркли) о магнитуде рассматриваемого землетрясения, его энергия оценивается в  $1-2,5 \cdot 10^{20}$  эрг. По формуле Хаскелла (при значениях параметров очага, указанных выше), получается оценка в  $0,5-1 \cdot 10^{20}$  эрг.

Учитывая погрешность входящих в формулу параметров и упрощенность модели, вероятно, надежнее считать, что сейсмическая энергия землетрясения составляет  $10^{20}$  эрг с точностью до множителя 5. Тогда для эффективного напряжения получаем

$$\bar{\eta}\sigma = \frac{3 \cdot 10^{11} \cdot 10^{20}}{1,4 \cdot 10^{25}} = 2 \text{ бар}$$

с точностью до множителя 5. Поскольку наша минимальная оценка спада напряжений составляет 20 бар, то тем самым для землетрясения в Паркфилде подтверждается неравенство (4). Другими словами, напряжение трения на разломе Сан-Андреас во время подвижки землетрясения в Паркфилде было больше окончательного напряжения на разломе. Этот вывод проливает некоторый свет на механизм подвижки при землетрясении.

Рассмотрим, что означает неравенство (4) для конкретной кинематической модели подвижки. Для модели Хаскелла [37] энергия деформаций, высвобождающаяся при подвижке, определяется [21] следующим образом:

$$E_s = \frac{1}{\pi} \rho \beta^2 \bar{u}^2 L \frac{\sigma_0 + \sigma_1}{\sigma_0 - \sigma_1}. \quad (6)$$

(Здесь обозначения те же, что и ранее.) Воспользовавшись формулами (5) и (6), мы можем определить коэффициент  $\eta$  как функцию параметров очага:

$$\eta = \frac{3}{4} \frac{W}{\beta T} \frac{W}{L} \frac{\sigma_0 - \sigma_1}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (7)$$

или

$$\bar{\eta}\sigma = \frac{3}{4} \frac{W}{\beta T} \frac{W}{L} \frac{\Delta\sigma}{2}. \quad (8)$$

Таким образом, для данной модели неравенство (4) принимает вид

$$\frac{3}{4} \frac{W}{\beta T} \frac{W}{L} < 1. \quad (9)$$

Подставляя сюда значения параметров, принятые Аки и Хаскеллом для очага землетрясений в Паркфилде, мы получим в левой части  $0,1-0,2$ , так что неравенство выполняется. В нашей конкретной кинематической модели это соответствует случаю, когда разрыв распространяется вдоль длинного и узкого разлома ( $W/L$  очень мало) со скоростью, несколько меньшей скорости поперечных волн.

Для рассматриваемого землетрясения эффективное напряжение оказалось необычно мало. Для его форшоков и афтершоков Уисс и Брюн [86], а также Аки [5] независимо друг от друга получили 7,3 и 12 бар соответственно. Таким образом, неравенство (4) может и не выполняться для обычных неглубоких землетрясений.

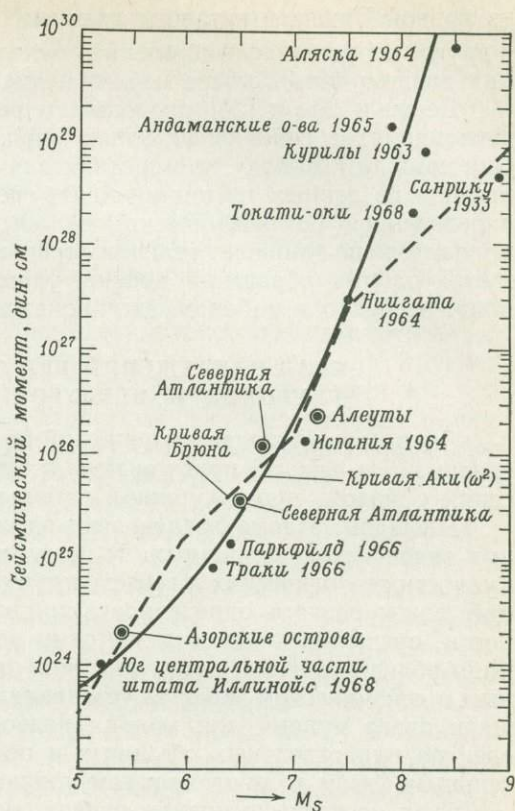
## СОТНОШЕНИЕ МЕЖДУ СЕЙСМИЧЕСКИМ МОМЕНТОМ И МАГНИТУДОЙ, ОПРЕДЕЛЯЕМОЙ ПО ПОВЕРХНОСТНЫМ ВОЛНАМ

Теперь, когда мы получили хорошее представление о погрешности определения сейсмического момента, спада напряжения и эффективного напряжения на примере подробно изученного землетрясения в Паркфилде, можно перейти к некоторым другим, тоже хорошо изученным землетрясениям.

На фиг. 12 нанесены сейсмические моменты землетрясений, которые, как я полагаю, измерены со всей возможной точностью. Моменты пяти сильнейших землетрясений определили Канамори [47, 48] и Абе [1], которые пользовались данными многих станций Глобальной сети, сопоставляя их с теоретическими сейсмограммами (пример такого сопоставления приведен на фиг. 11). Для землетрясения в Ниигате было использовано более 60 сейсмограмм с записями волны  $G$  [2]. Для землетрясений в Траки и на юге центрального Иллинойса, США, использовались волны Лява и Релея на трассах с хорошо изученными особенностями распространения этих волн [75, 76]. При изучении землетрясений в Испании [78] использовались многочисленные данные об объемных и поверхностных волнах. Учтены и последние результаты, полученные Удиасом [77].

На фиг. 12 отражено соотношение между сейсмическим моментом и определенной по поверхностным волнам магнитудой  $M_s$ . Пунктирной линией показана калибровочная кривая Брюна [13, 17, 18], которая использовалась для оценки кумулятивных дислокаций в нескольких зонах разломов — современный вариант кривой накопления деформаций по Бениоффу. Сплошная кривая представляет предложенную Аки модель  $\omega^2$ , в которой принято, что сильные и слабые землетрясения физически подобны; это современный вариант гипотезы Цубои о постоянстве плотности энергии в зоне подготовки землетрясений. Крутой подъем этой кривой при больших магнитудах обусловлен сглаживающим влиянием очагов большого размера на волны с периодом 20 с, по которым измеряют магнитуду. Кривая Брюна при  $M_s > 7,5$  основана на допущении, что размеры очага не влияют на спектральную плотность при периодах  $\sim 100$  с, так что она пропорциональна сейсмическому моменту. Это допущение противоречит наблюдениям над длительностью процесса разрастания разрыва при сильных землетрясениях, которая составляет 100 с или еще больше [60, 8, 47, 48]. С другой стороны, модель  $\omega^2$ , по-видимому, завышает сейсмический момент самых сильных землетрясений.

Интересно отметить, что, согласно работе [23] по нутации Чандлера, землетрясения не могут возбуждать наблюдаемой нутации, если исходить



Фиг. 12. Зависимость сейсмического момента от магнитуды по данным поверхностных волн ( $M_s$ ).

Двойными кружками обозначены данные работы [77].

из кривой Брюна и каталога сильных ( $M_s \geq 7$ ) землетрясений мира [25]; с другой стороны, если применить модель  $\omega^2$ , предложенную Аки, то нута́ция должна быть больше наблюдаемой.

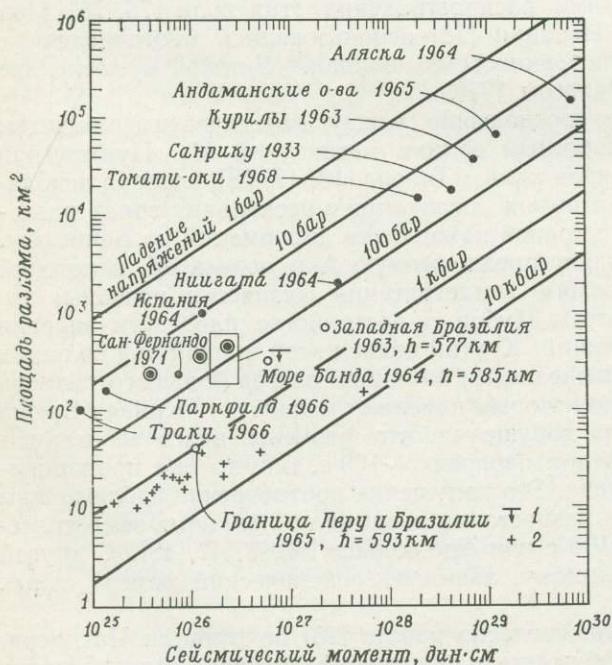
Девис и Брюн [24] продолжили работу Брюна [13] о кумулятивных дислокациях в сейсмичных зонах мира, суммируя сейсмические моменты. Они пришли к выводу, что средняя для Земли величина дислокаций, вытекающая из данных тектоники плит, очень хорошо согласуется с оценкой, определенной по сейсмическим моментам землетрясений. Если, однако, кривая Брюна занижает величину сейсмического момента, то выводы упомянутой работы обращены против упрощенных представлений тектоники плит, особенно в районах, где происходят самые сильные землетрясения.

### СПАД НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ СИЛЬНЫХ И СЛАБЫХ, ГЛУБОКИХ И НЕГЛУБОКИХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯХ

Оценим теперь спад напряжений по сейсмическому моменту и площади разлома. На фиг. 13 представлены соответствующие данные для землетрясений с малой, промежуточной и большой глубиной очага.

Площадь разлома была оценена здесь на основании одного или нескольких видов исходных данных: 1) по площади зоны афтершоков; 2) по совокупности геологических и геодезических данных и записям удаленных станций; длина разлома определялась при этом по его проявлениям на поверхности, смещения — по геодезическим данным и сейсмологическим измерениям вблизи разлома; затем по совокупности указанных наблюдений и данным о сейсмическом моменте устанавливалась ширина разлома; 3) по площади очага цунами для мелких подводных землетрясений; 4) по форме спектра или отдельных объемных и поверхностных волн; 5) по заключительным фазам и многократным толчкам.

Судя по согласованности оценок, полученных по разным данным, площадь разлома для неглубоких землетрясений определяется с точностью до множителя 2. Однако при анализе глубоких землетрясений применимы лишь данные 4 и 5. Так, Микумо [58], сопоставляя наблюдаемые и теоретические формы волн, пришел к выводу, что площадь разлома при четырех землетрясениях с промежуточной глубиной очага не могла быть выше



Фиг. 13. Зависимость между сейсмическим моментом и площадью разлома для разных землетрясений.

Линии равного спада напряжений рассчитаны для круглого разрыва. Данные из работы [77] отмечены двойными кружками. 1 — верхняя граница для четырех землетрясений с промежуточной глубиной очага; 2 — глубокие очаги (площадь разлома определена по спектру).

400 км<sup>2</sup>. Позднее он получил более точные оценки для тех же землетрясений — 200—600 км<sup>2</sup> [59]. Наиболее убедительный результат получен Фукао [31] для глубокофокусного землетрясения на западе Бразилии. Сочетая данные 4 и 5, он показал, что это землетрясение представляло собой сдвиг, при котором фронт разрыва разрастался с образованием веерообразной поверхности площадью около 700 км<sup>2</sup>. Весьма точная оценка сейсмического момента этого землетрясения составляет  $2,2 \cdot 10^{27}$  дин·см.

Другие глубокофокусные землетрясения, представленные на фиг. 13, изучались рядом авторов [11, 12, 30, 83]. Опубликовано несколько работ, где приводятся либо площадь очага, либо сейсмический момент, но, к сожалению, не оба параметра вместе, так что на графике эти данные не могли быть отражены. В данные [11] о сейсмическом моменте введен множитель 4л [31]. Линии, указывающие спад напряжений, рассчитаны для круглого разрыва (коэффициент  $c$  для него, как уже упоминалось, равен 2,4). Мы видим, что для глубокофокусных землетрясений спад напряжений по меньшей мере на порядок выше, чем для неглубоких. Я, однако, не уверен, что определение площади разлома по форме спектра является точным; так, площадь разлома при землетрясении в западной Бразилии, по данным Беркхемера и Джекоба [11], в пять раз меньше, чем по данным Фукао [30].

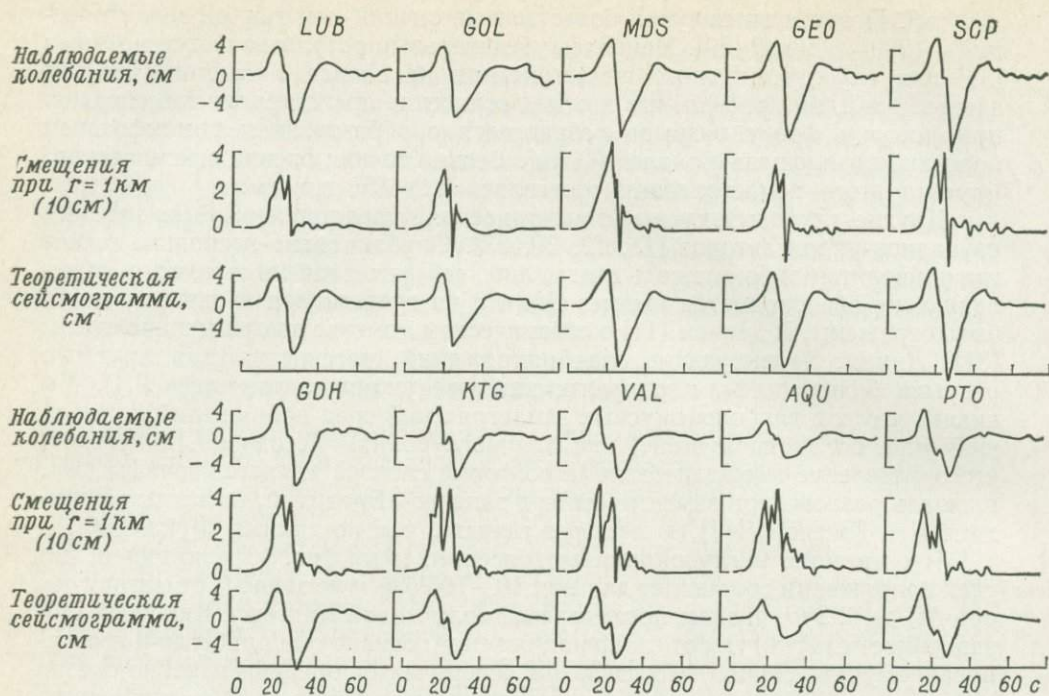
Что касается неглубоких землетрясений, то на фиг. 13 ясно видно, что спад напряжений составляет для них 10—100 бар и не зависит от магнитуды при  $M_s > 6$ . Это, правда, противоречит полученной Кингом и Кноповом [50] зависимости магнитуды от спада напряжений; однако они прибегли к необоснованному допущению, что логарифм сейсмической энергии линейно связан с магнитудой. Это противоречит также данным Уисса [84], оценивавшего площадь разлома по форме спектра; однако такая оценка может быть неприменима к короткопериодным волнам при слабых землетрясениях, так как мы не знаем ни деталей распространения волн в неоднородной среде, ни методики оценки площади разлома в такой среде.

Если согласиться с большими значениями спада напряжений у глубокофокусных землетрясений, приведенными на фиг. 13, а также с низкой оценкой Уисса [83] для кажущегося напряжения у глубокофокусных землетрясений Южной Америки (1—100 бар), то мы приходим к выводу, что неравенство (4) сохраняет свою силу для глубоких очагов.

### МЕХАНИЗМ ГЛУБОКОФУКУСНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

В заключение я хотел бы кратко остановиться на механизме глубокофокусных землетрясений. Хотя в настоящее время большинство сейсмологов признают, что в очаге землетрясения происходит сдвиговый процесс [29], все еще нет единогласия в вопросе о том, представляет ли очаг глубокого землетрясения объемный источник, испытывающий сдвиговую деформацию, или же это сдвиговая дислокация вдоль некоторой плоскости разлома. Многие сейсмологи считают, что имеющиеся данные указывают на сдвиговую дислокацию, но обычно признают [2], что на нее может накладываться небольшая составляющая расширения или сжатия. (Интересно, что автор использует термин «implosion», заимствованный из ядерной техники.— *Ред.*) Особенно резко оспаривают модель сдвиговой дислокации Кнопов и Рандал [53]. Они возродили механизм Исимото (внезапная деформация сферы в эллипсоид) под новым названием компенсируемого линейно-векторного диполя; он соответствует исчезновению напряжений по одной оси в сфере при сохранении неизменного объема [42].

Я остановлюсь здесь на двух наблюдениях, имеющих отношение к этому вопросу. Одно из них сделано Фукао по уже упомянутому землетрясению на западе Бразилии. На фиг. 14 показана форма вступлений волн  $P$  на нескольких станциях  $WSS$ . Для каждой из станций верхняя линия соответствует записи на сейсмограмме, средняя — смещениям близ очага после исключения искажений, вносимых прибором, земной корой, затуханием

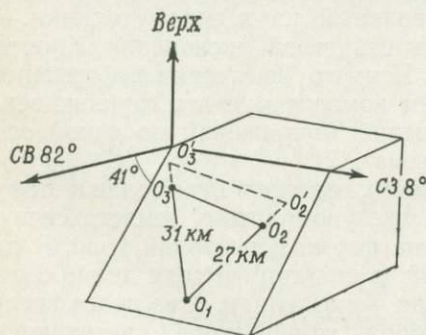


Фиг. 14. Данные десяти станций о землетрясении в западной Бразилии.

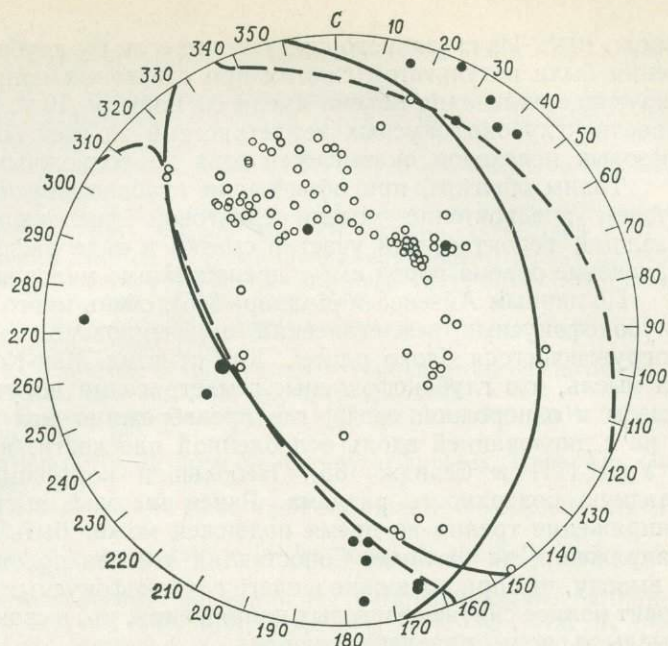
Для каждой станции верхняя кривая — наблюдаемые смещения волны  $P$ , средняя кривая — смещения в очаге (на расстоянии 1 км от гипоцентра), восстановленные с учетом характеристики регистрирующего прибора, коры, затухания волн и т. д., нижняя кривая — теоретическая сейсмограмма, рассчитанная по этим смещениям [31].

в мантии и т. д., нижняя — рассчитанная сейсмограмма, представляющая результат процесса, обратного проведенной перед этим операции.

На графике смещений в очаге видно медленное нарастание; за ним следуют два резких спада и один резкий подъем. Фукао определил время в очаге и координаты гипоцентра, соответствующие началу поднятий  $O_1$ , первому спаду  $O_2$  и второму спаду  $O_3$ ; оказалось, что они располагаются на одной из нодальных плоскостей очага (фиг. 15). Все особенности наблюдаемых вступлений волн  $P$  можно объяснить, исходя из того, что разрыв возник в точке  $O_1$  и дугообразный фронт разрыва распространился по веерообразной поверхности  $O_1O_2O_3$  со скоростью 2,2 км/с; затем разрастание разрыва временно прекратилось и вновь внезапно возобновилось, продвинувшись ненамного дальше до  $O'_2O'_3$ . Фукао указал и на несколько других землетрясений, приуроченных к продолжению той же плоскости разлома. Это позволяет предположить наличие разрыва в целом участке погружающегося блока литосферы. К аналогичной интерпретации многократных



Фиг. 15. Веерообразная поверхность разлома в очаге, рассчитанная по данным о нарастаниях и спадах амплитуд смещений, восстановленных на фиг. 14 [31].



Фиг. 16. Знаки вступлений от глубоководного землетрясения в Колумбии, в сферической проекции.

Черные кружки — сжатие; светлые кружки — разрежение.

толчков пришел и Чандра [22], который установил, что позднейшие толчки располагались в той же нодальной плоскости, что и первый.

Еще один довод в пользу сдвиговых дислокаций при глубоководных землетрясениях — вступления от глубоководного землетрясения в Колумбии, необычно хорошо покрывающие сферическую проекцию (фиг. 16) (Мендигурен, личное сообщение, 1971). Решающую роль для обнаружения любого отклонения нодальных линий от ортогональности играют точки вблизи пересечения этих линий. На фиг. 16 сплошные кривые показывают положение ортогональных плоскостей, лучше всего согласующихся с данными; штриховые линии соответствуют наложению пары диполей и центра сжатия; последний возбуждает волны  $P$ , амплитуда которых составляет 20% максимальной амплитуды волн  $P$ , порожденных диполями. Первоначальная ориентировка диполей была слегка изменена, чтобы добиться наилучшего согласия с данными.

Посмотрим теперь, что означает сжатие, интенсивность которого составляет 20% интенсивности пары диполей. Будем исходить из сжатия под воздействием сдвиговых напряжений, которое изучали Хонда [42] и Рандал [61]. Сейсмические моменты, соответствующие их сферической модели, равны

$$M_0 = \frac{4}{3} \quad \text{или} \quad \frac{60}{23} \pi a^3 \Delta \sigma,$$

где  $a$  — радиус сферы;  $\Delta \sigma$  — спад напряжений. С другой стороны, дипольная компонента центра сжатия равна

$$M_1 = 3\pi a^3 \Delta P,$$

где  $\Delta P$  — изменение давления [54]. Положение вступлений на нашей сферической проекции показывает, что отношение  $M_1/M_0$  может составлять 0,2. Это означает, что величина  $\Delta P/\Delta \sigma$  равна примерно 0,1—0,2. Допустим, что спад напряжений в нашем случае равен 1 кбар (мы получим примерно такую же оценку, обратившись к фиг. 13 и приняв, что площадь разлома равна  $\pi a^2$ ). Тогда  $\Delta P$  должно составить примерно 100—200 бар. Поскольку на глубине 500 км модуль объемного сжатия равен  $2 \cdot 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>, то соответствующее такому  $\Delta P$  относительное изменение объема  $\Delta V/V$  будет равно

около  $10^{-4}$ . Из сказанного следует, что если бы глубокофокусные землетрясения были результатом сжатия при сдвиговых напряжениях, то соответствующие изменения объема имели бы порядок  $10^{-4}$ . Но тем самым возникновение глубокофокусных землетрясений за счет большинства известных фазовых переходов оказывается едва ли возможным.

Таким образом, при объяснении глубокофокусных землетрясений мы отдаем предпочтение модели сдвиговой дислокации вдоль плоскости разлома, вероятно, при участии смазки в виде расплавленных пород [33]; изменение объема пород имеет пренебрежимо малое значение.

По данным Айзекса и Молнара [45], очень много осей сжатия в очагах глубокофокусных землетрясений ориентировано параллельно плоскости погружающегося блока плиты. Как отметил Мак-Кензи [57], это наводит на мысль, что глубокофокусные землетрясения могут быть связаны с разрывом в однородной среде, где пренебрежимо мал коэффициент трения, а не с дислокацией вдоль ослабленной плоскости, как считали Сугимура и Уэда [71] и Севидж [65]. Небольшой коэффициент трения означает гладкую поверхность разлома. Ранее мы уже высказывали мысль, что напряжение трения во время подвижек может быть выше окончательного напряжения на разломе. Сопоставляя эти два положения, можно прийти к выводу, что при подвижке в очаге глубокофокусных землетрясений происходит полное снятие сдвиговых напряжений, что в свою очередь подкрепляет мысль о роли плавления пород.

Все эти выводы имеют, конечно, предварительный характер, поскольку мы должны учитывать погрешности при оценке спада напряжений и эффективного напряжения. Поэтому совершенно ясно дальнейшее направление работ по анализу механизма землетрясений: необходимо повысить точность сейсмологических методов изучения очага и решить задачу о распространении разрыва в реальных условиях глубин Земли.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abe K., Determination of seismic moment and energy from earth's free oscillation, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **4**, pp. 49—61, 1971.
2. Aki K., Generation and propagation of G-waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964, 2. Estimation of earthquake moment, released energy, and stress-strain drop from G-wave spectrum, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, **44**, pp. 73—88, 1966.
3. Aki K., Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 1217—1231, 1967.
4. Aki K., Seismic displacements near at fault, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 5359—5376, 1968.
5. Aki K., Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 615—631, 1969.
6. Archambeau C. B., General theory of elastodynamic source fields, *Rev. Geophys.*, **6**, pp. 241—288, 1968.
7. Ben-Menahem A., Radiation of seismic surface waves from finite moving sources, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **51**, pp. 401—435, 1961.
8. Ben-Menahem A., Toksöz M. N., Source mechanism from spectra of long period surface waves, *J. Geophys. Res.*, **68**, pp. 5207—5222, 1963.
9. Ben-Menahem A., Rosenman M., Harkrider D. G., Fast evaluation of source parameters from isolated surface-wave signals, 1, Universal tables, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **60**, pp. 1337—1387, 1970.
10. Berckhemer H., Die Ausdehnung der Bruchfläche im Erdbebenherd und ihr Einfluss auf das Seismische Wellenspektrum, *Gerlands Beitr. Geophys.*, **71**, pp. 5—26, 1962.
11. Berckhemer H., Jacob K. H., Investigation of the Dynamical Process in Earthquake Foci by Analysing the Pulse Shape of Body waves. Final Scientific Report, Contract № AF 61 (052), 801, Inst. of Meteorology and Geophysics, Univ. of Frankfurt, Frankfurt, 85 pp., 1968.
12. Bollinget G., Determination of earthquake fault parameters from long-period P-waves, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 785—807, 1968.
13. Brune J. N., Seismic moment, seismicity, and rate of slip along major fault zones, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 777—784, 1968.
14. Brune J. N., Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 4997—5009, 1970.

15. *Brune J. N.*, Seismic sources, fault plane studies and tectonics, *Trans. Am. Geophys. Union*, **52** (5), pp. 178—187, 1971.
16. *Brune J. N.*, *Allen C. R.*, A low-stress-drop, low magnitude earthquake with surface faulting, The Imperial, California, earthquake of March 4, 1966, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **57**, pp. 501—514, 1967.
17. *Brune J. N.*, *Engen G.*, Excitation of mantle Love waves and definition of mantle wave magnitude, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **59**, pp. 923—933, 1969.
18. *Brune J. N.*, *King C.*, Excitation of mantle Rayleigh waves of period 100 seconds as a function of magnitude, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **57**, pp. 1355—1365, 1967.
19. *Burridge R.*, The numerical solution of certain integral equations with non-integrable kernels arising in the theory of crack propagation and elastic wave diffraction, *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A*, **265**, pp. 353—381, 1969.
20. *Burridge R.*, *Knopoff L.*, Body force equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, pp. 1875—1888, 1964.
21. *Burridge R.*, *Knopoff L.*, The effect of initial stress or residual stress on elastic energy calculations, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **56**, pp. 421—424, 1966.
22. *Chandra U.*, The Peru-Bolivia border earthquake of August 15, 1963, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **60**, pp. 639—646, 1970.
23. *Dahlen A.*, The excitation of the Chandler wobble by earthquakes, *Trans. Am. Geophys. Union*, **52**, 280, 1971.
24. *Davies G.*, *Brune J. N.*, Regional and global fault slip rates from seismicity, *Nature*, **229**, pp. 101—107, 1971.
25. *Duda S. J.*, Secular seismic energy release in the circum-Pacific belt, *Tectonophysics*, **2**, pp. 409—452, 1965.
26. *Eaton J. P.*, Instrumental seismic studies, in the Parkfield-Cholame, California, earthquakes of June — August, 1966, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, **579**, 57, 1967.
27. *Eaton J. P.*, *O'Neill M. E.*, *Murdock J. N.*, Aftershocks of the 1966 Parkfield-Cholame, California, earthquake, A detailed study, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **60**, pp. 1151—1197, 1970.
28. *Eshelby J. D.*, The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems, *Proc. R. Soc. Lond., Ser. A*, **241**, pp. 376—396, 1957.
29. *Evison F.*, Seismogenesis, in: *Rikitake T.*, ed., *Earthquake Mechanics*, *Tectonophysics*, **9**, pp. 113—128, 1970.
30. *Fukao Y.*, Focal process of a deep focus earthquake as deduced from long-period P- and S-waves, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, **48**, pp. 707—727, 1970a.
31. *Fukao Y.*, Focal Process of a Large Deep-Focus Earthquake as Inferred from Long-Period P-Waves — the Western Brazil Earthquake of 1963, Unpublished thesis, Univ. of Tokyo, Tokyo, 1970b.
32. *Gilbert F.*, Excitation of the normal modes of the Earth by earthquake sources, *Geophys. J.*, **22**, pp. 223—226, 1971.
33. *Griggs D. T.*, *Baker D. W.*, The origin of deep focus earthquakes, in: *Mark H.*, *Fernback S.*, eds., *Properties of Matter under Unusual Circumstances*, Wiley, New York, N.Y., pp. 23—42, 1969.
34. *Griggs D.*, *Handin J.*, Observations on fracture and a hypothesis of earthquakes, in: *Griggs D.*, *Handin J.*, eds., *Rock Deformation*, *Geol. Soc. Am. Mem.*, **79**, pp. 347—373, 1960.
35. *Hanson M. E.*, *Sanford A. R.*, *Shaffer R. J.*, A source function for a dynamic bilateral brittle shear fracture, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 3375—3383, 1971.
36. *Harkrider D. G.*, Surface waves in multilayered elastic media, I, Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half-space, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, pp. 627—679, 1964.
37. *Haskell N.*, Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, I, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, pp. 1811—1842, 1964a.
38. *Haskell N.*, Radiation pattern of surface waves from point sources in a multi-layered medium, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, pp. 377—394, 1964b.
39. *Haskell N.*, Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, II, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **56**, pp. 125—140, 1966.
40. *Haskell N.*, Elastic displacements in the near-field of a propagating fault, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **59**, pp. 865—908, 1969.
41. *Hoffman R.*, California Department of Water Resources geodimeter fault movement investigations in California, *Calif. Dep. Water Res. Bull.*, **116**, pp. 1—183, 1968.
42. *Honda H.*, The generation of seismic waves, *Publ. Dominion Observatory, Ottawa*, **24**, pp. 329—334, 1960.
43. *Honda H.*, Earthquake mechanism and seismic waves, *J. Phys. Earth*, **10**, p. 1—97, 1962.
44. *Hudson J. A.*, A quantitative evaluation of seismic signals at teleseismic distance, II, Body waves and surface waves from an extended source, *Geophys. J.*, **18**, pp. 353—370, 1969.
45. *Isacks B.*, *Molnar P.*, Distribution of stresses in the descending lithosphere from a global survey of focal-mechanism solutions of mantle earthquakes, *Rev. Geophys.*, **9**, pp. 103—174, 1971.

46. *Isacks B., Oliver J., Sykes L.*, Seismology and the New Global Tectonics, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 5885—5899, 1968 [см. русский перевод в кн. «Новая глобальная тектоника (тектоника плит)», «Мир», М., 1974].
47. *Kanamori H.*, Synthesis of long-period surface waves and its application to earthquake source studies — Kurile Islands earthquake of October 13, 1963, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 5011—5027, 1970a.
48. *Kanamori H.*, The Alaska earthquake of 1964: Radiation of long-period surface waves and source mechanism, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 5029—5040, 1970b.
49. *Keilis-Borok V. I.*, On estimation of the displacement in an earthquake source and of source dimensions, *Ann. Geofis.*, **12**, pp. 205—214, 1959.
50. *King C., Knopoff L.*, Stress-drop in earthquakes, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **58**, pp. 249—257, 1968.
51. *Knopoff L.*, Energy release in earthquakes, *Geophys. J.*, **1**, pp. 44—52, 1958.
52. *Knopoff L., Gilbert F.*, Radiation from a strike-slip fault, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **49**, pp. 163—178, 1959.
53. *Knopoff L., Randall M.*, The compensated linear-vector dipole: a possible mechanism for deep earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 4957—4963, 1970.
54. *Костров Б. В.*, Неустановившееся распространение трещины продольного сдвига, Прикладн. мат. и мех., **30**, стр. 1042—1050, 1966.
55. *Love A. E. H.*, A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity, Cambridge Univ. Press, London, 4th ed., p. 187, 1934.
56. *Maruyama T.*, On the force equivalents of dynamic elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, **41**, pp. 467—486, 1963.
57. *McKenzie D.*, The relation between fault plane solutions for earthquakes and the directions of the principal stresses, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **59**, pp. 591—601, 1969.
58. *Mikumo T.*, Long period P-wave forms and the source mechanism of intermediate earthquakes, *J. Phys. Earth*, **17**, pp. 169—192, 1969.
59. *Mikumo T.*, Source process of deep and intermediate-depth earthquakes as inferred from long period P- and S-wave forms, I, Intermediate-depth earthquakes in the southwest Pacific region, *J. Phys. Earth*, **9**, pp. 1—20, 1971.
60. *Press F., Ben-Menahem A., Toksöz M. N.*, Experimental determination of earthquake fault length and rupture velocity, *J. Geophys. Res.*, **66**, pp. 3471—3485, 1961.
61. *Randall M. J.*, Seismic radiation from a sudden phase transition, *J. Geophys. Res.*, **71**, pp. 5297—5302, 1966.
62. *Ritsema A. R.*, The mechanism of mantle earthquakes in relation to phase transformation processes, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **3**, pp. 503—510, 1970.
63. *Saito M.*, Excitation of free oscillations and surface waves by a point in a vertically heterogeneous earth, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 3689—3699, 1967.
64. *Savage J. C.*, Radiation from a realistic model of faulting, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **56**, pp. 577—592, 1966.
65. *Savage J. C.*, Mechanics of deep-focus faulting, *Tectonophysics*, **8**, pp. 115—127, 1969.
66. *Savage J. C.*, Apparent stress and stress drop (abstract), *Trans. Am. Geophys. Union*, **52**, 275 pp., 1971.
67. *Scholz C. H., Wyss M., Smith S. W.*, Seismic and aseismic slip on the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 2049—2069, 1969.
68. *Starr A. T.*, Slip on a crystal and rupture in a solid due to shear, *Proc. Camb. Philos. Soc.*, **24**, pp. 489—500, 1928.
69. *Stauder W.*, Tensional character of earthquake foci beneath the Aleutian trench with relation to sea-floor spreading, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 7693—7701, 1968.
70. *Steketee J. A.*, Some geophysical applications of the elasticity theory of dislocations, *Can. J. Phys.*, **36**, pp. 1168—1198, 1958.
71. *Sugimura A., Uyeda S.*, A possible anisotropy in the upper mantle accounting for deep earthquake faulting, *Tectonophysics*, **5**, pp. 25—33, 1967.
72. *Sykes L.*, Mechanism of earthquakes and nature of faulting on the mid-ocean ridges, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 2131—2153, 1967.
73. *Trifunac M., Brune J. N.*, Complexity of energy release during the Imperial Valley, California, earthquake of 1940, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **69**, pp. 137—160, 1970.
74. *Tsai Y. B., Aki K.*, Simultaneous determination of the seismic moment and the attenuation of the seismic waves, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **59**, pp. 275—287, 1969.
75. *Tsai Y. B., Aki K.*, Source mechanism of the Truckee, California, earthquakes of September 12, 1966, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **60**, pp. 1199—1208, 1970.
76. *Tsai Y. B., Aki K.*, Amplitude spectra of surface waves from small earthquakes and underground nuclear explosions, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 3440—3952, 1971.
77. *Udias A.*, Source parameters of earthquakes from spectra of Rayleigh waves, *Geophys. J.*, **22**, pp. 353—377, 1971.
78. *Udias A., Arroyo A. L.*, Body and surface wave study of source parameters of the March 15, 1964 Spanish earthquake, *Tectonophysics*, **9**, pp. 323—346, 1970.
79. *Usami T., Odaka T., Sato Y.*, Theoretical seismograms and earthquake mechanism, 1, Basic principles, 2, Effect of time function of surface waves, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, **48**, pp. 533—580, 1970.

80. Введенская А. В., Определение полей смещений при землетрясениях с помощью теории дислокаций, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, стр. 227—284, 1956.
81. Weertman J., Dislocation motion on an interface with friction that is dependent on sliding velocity, J. Geophys. Res., 74, pp. 6617—6622, 1969.
82. Wilson J. T., A new class of faults and their bearing on continental drift, Nature, 207, pp. 343—347, 1965.
83. Wyss M., Stress estimates for South American shallow and deep earthquakes, J. Geophys. Res., 75, pp. 1529—1544, 1970a.
84. Wyss M., Observation and Interpretation of Tectonic Strain Release Mechanism, Unpublished thesis, Calif. Inst. Technol., Pasadena, Calif., 1970b.
85. Wyss M., Brune J. N., The Alaska earthquake of March 28, 1964, A complex multiple rupture, Bull. Seismol. Soc. Am., 57, pp. 1017—1023, 1967.
86. Wyss M., Brune J. N., Seismic moment, stress, and source dimensions for earthquakes in the California — Nevada region, J. Geophys. Res., 73, pp. 4681—4694, 1968.

# ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ОБРАТНЫХ ЗАДАЧАХ

Л. Кнопов

(Институт геофизики и планетарной физики,  
Калифорнийский университет, Лос-Анджелес, США)

В глобальном масштабе и в отдельных тектонических регионах были измерены на многих профилях фазовые скорости волн Релея с периодами до 160с и более. Эти данные позволили выделить пять типов регионов: щиты, асейсмичные платформы континентов, рифтовые зоны, океанические котловины и горные пояса. Решение обратной задачи для каждого из этих регионов позволило установить следующие различия в свойствах слоя с пониженной скоростью волн в мантии: под щитами он слабо выражен или отсутствует; под континентальными платформами он существует и покрыт кровлей<sup>1</sup> со значительно более высокой скоростью; под океанами он также резко отличается от кровли, но мощность последней здесь невелика; в рифтовых зонах он существует, но, по-видимому, ничем не покрыт. В статье проводится сравнение региональных фазовых скоростей, определенных по двум видам наблюдений: в пределах отдельных регионов и на трассах, пересекающих несколько регионов.

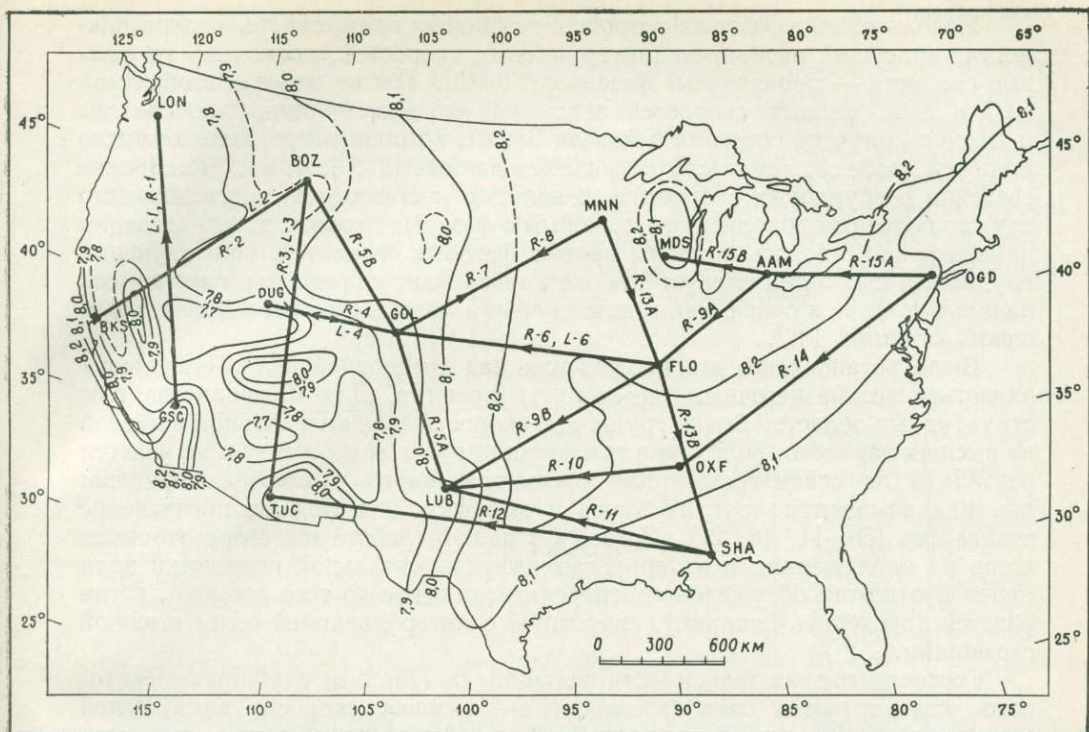
## ВВЕДЕНИЕ

Впервые детальное строение мантии было определено по наблюдаемой дисперсии фазовой скорости поверхностных волн [12]. Для измерения фазовых скоростей вместо предложенного Прессом [47, 48] триангуляционного метода Брюн и Дорман использовали метод «двух станций». Выбирались две станции, расположенные в пределах единой (с точки зрения интерпретации) крупной тектонической структуры. Отбирались землетрясения, эпицентры которых лежат близ продолжения дуги большого круга, проходящей через эти станции. Проводился гармонический анализ записей поверхностных волн. Фазовые скорости рассчитывались по разности фаз. Она содержит произвольное целое число, которое подбиралось таким образом, чтобы фазовые сдвиги представляли собой непрерывную функцию частоты, а фазовые скорости для самых длинных из наблюдавшихся периодов были геофизически приемлемы.

Кнопов и др. [31] превосхитил организацию Глобальной сети сейсмологических станций (*WWSSN*), используя сеть длиннопериодных приборов для изучения конкретного района с помощью метода двух станций. Такая сеть рассматривалась как пересечение линий, а не как перекрывающиеся друг друга треугольники. Оказалось [36], что метод двух станций позволяет лучше, чем триангуляция, минимизировать погрешности в сдвиге фаз в условиях горизонтальной неоднородности среды. Начиная с 1966 г. сеть *WWSSN* интенсивно использовалась для определения фазовых скоростей поверхностных волн (список станций см. в приложении). Пути распространения исследованных волн показаны (для США) на фиг. 1.

Кнопов и др. [35] пользовались также численным гармоническим анализом сейсмограмм вместо обычной корреляции экстремумов записи. Фильтрация и временные «окна» для пропуска волн с определенными групповыми скоростями оказались эффективным способом свести к минимуму влияние интерференции, связанной с распространением волн по нескольким путям

<sup>1</sup> Кровлей (буквально — крышкой, lid) здесь называется самый верхний слой мантии, ограниченный корой сверху и слоем низкой скорости снизу. — *Прим. ред.*



Фиг. 1. Карта Глобальной сети сейсмологических станций (WSSN) в США, данные которых использовались при анализе фазовых скоростей поверхностных волн. Станции WSSN обозначены жирными точками.

или с многократными толчками в очаге [1, 45, 35, 39]. В общих чертах методика состояла в фильтрации записи (причем исследуемый период помещался в середину полосы пропускания) и в использовании временного окна — рассмотрении записи только в пределах некоторого скользящего интервала времени, середина которого приходилась примерно на время вступления исследуемой группы волн, чтобы отсеять боковые отражения; гармонический анализ проводился на полученной таким образом сейсмограмме.

Применялся также метод измерения фазовых скоростей по наблюдениям одной станции [13]. Его преимущество — возможность использовать станции, близкие к очагу, когда на всем пути волны геологические структуры существенно не изменяются. В этом случае зависимость смещений в очаге от времени предполагается известной: обычно ее считают ступенчатой, т. е. допускают, что время нарастания импульса мало по сравнению с диапазоном периодов, рассматриваемых в гармоническом анализе. Однако оказалось, что в частоту фаз поверхностных волн надо вводить поправку, зависящую от механизма в очаге и от строения Земли [33]. Эта фазовая поправка ограничивает возможность метода «одной станции» случаями, когда известен механизм в очаге. К счастью, эта поправка сходит на нет для сбросов при угле падения  $45^\circ$ , а также для сдвигов. Обычно, если механизм очага известен по данным глобальной сети наблюдений, землетрясение оказывается слишком сильным и не удается получить полезную, не выходящую за шкалу запись на близком расстоянии от очага. Поэтому используют более слабые толчки в том же районе, считая, что их механизм такой же, как у ближайшего сильного землетрясения. Описанная методика успешно применялась при анализе толчков в зоне разлома Ривера для определения фазовой скорости на профилях, пересекающих частично Тихий океан и частично Восточно-Тихоокеанское поднятие [36].

Использование фазовых скоростей и включает одну степень неоднозначности, присущей интерпретации групповых скоростей, поскольку групповые скорости — производные фазовых [51, 45]. Тем не менее и в обратной задаче для фазовых скоростей заложена неоднозначность, так как мы пытаемся получить сведения о модели Земли, которая имеет большее число степеней свободы, чем число имеющихся данных [27, 3, 4, 21, 31]. Все же сведения о групповых скоростях по записям местных землетрясений часто служат полезным дополнением к данным о фазовых скоростях: эти сведения помогают фиксировать наклоны кривых фазовых скоростей. При изучении групповых скоростей следует так же внимательно определять кажущуюся начальную фазу в очаге, как и при изучении фазовых скоростей по данным одной станции [36].

Было установлено, что наблюдения над дисперсией волн Лява могут оказаться весьма неточными из-за интерференции. Для большинства геоструктурных областей Земли групповые скорости фундаментальной и первой из высших гармоник волн Лява так близки друг к другу, что их не удастся разделить на сейсмограмме для рассматриваемого диапазона периодов: они накладываются друг на друга и могут создать ложное впечатление сдвига фаз [56, 11, 18, 22]. Поэтому в данной работе мы сосредоточимся лишь на наблюдениях и интерпретации фундаментальной гармоники волн Релея и отложим обсуждение дисперсии волн Лява до того времени, когда удастся определить поправку, связанную с интерференцией более высокой гармоники.

Составим график зависимости величины  $d\gamma(T)/d\beta$  от глубины  $h$  некоторого «стандартного» слоя (здесь  $\gamma(T)$  — фазовая скорость волн Релея с периодом  $T$ , а  $\beta$  — скорость волн  $S$  в данном слое); эта величина достигает максимума при  $h \approx 0,4\lambda_R$ , где  $\lambda_R$  — длина волны Релея. Аналогичные подробные расчеты для волн Лява см. в работе Андерсона [2]<sup>1</sup>. Указанный результат означает, что на глубинах  $0,4\lambda_R$  скорость волн  $S$  оказывает наибольшее влияние на  $\gamma(T)$  при периодах, близких к  $T$ . Таким образом, при  $\gamma \approx 4$  км/с волны Релея с периодами более 20с следует уже рассматривать как волны, распространяющиеся в мантии. Поскольку нас интересует диапазон глубин, который обычно связывают со слоем с пониженной скоростью волн, то мы будем уделять особое внимание наблюдениям над дисперсией фазовой скорости поверхностных волн при периодах более 60с (а обычно и намного больших). Здесь опущены некоторые данные о дисперсии при периодах, меньших 60с.

### РЕГИОНАЛЬНЫЕ РАЗЛИЧИЯ ФАЗОВЫХ СКОРОСТЕЙ

Наблюдения над фазовой скоростью волн Релея, которые проводились для периодов 60с и более на ряде профилей, позволяют выделить пять типов регионов: 1) древние докембрийские щиты, 2) более молодые платформенные области, в настоящее время сейсмически спокойные, 3) океанические впадины, 4) рифтовые зоны, 5) горные пояса.

Эти регионы определяются, исходя из расположения сейсмических разрезов; принятые здесь их границы, строго говоря, могут быть неточными. Так, некоторые регионы, представляющие собой с точки зрения физической географии горные пояса, будут отнесены к рифтовым зонам ввиду определенного характера отвечающих им сейсмических данных и т. п.

На фиг. 2—6 представлены графики фазовых скоростей, соответствующих каждому из выделенных типов структур (ссылки на работы, по которым составлены кривые, приведены в самих таблицах). Масштаб графиков намного детальнее обычного; обозначения на профилях, по которым построе-

<sup>1</sup> Подробнее о свойствах и интерпретации поверхностных волн см. Андрианова Э.С. и др., Сейсмические волны Лява, «Наука», М., 1965; Левшин А. Л., Поверхностные и каналовые сейсмические волны, «Наука», М., 1973. — Прим. ред.

ны кривые, объяснены в приложении. На каждой из фигур все кривые согласуются друг с другом.

Фазовые скорости в областях классических щитов — Канадского, Фенноскандинавского и Австралийского, так же как в Северной Индии, на юго-востоке Африки и на севере центральной части США, имеют высокие и сходные значения. Именно к этому типу структур относятся наивысшие наблюдавшиеся скорости. Наивысшая для профилей фиг. 2А фазовая скорость при периоде 80с составляет около 4,2 км/с. За наиболее типичную дисперсионную кривую в этой группе принята кривая 3 (профиль *FLO-GOL*); в дальнейшем мы будем ссылаться именно на нее. Скорости, полученные в Северной Америке, даны на отдельном графике (фиг. 2Б).

Таблица 1

Данные о фазовых скоростях на щитах

Район	Станция наблюдения	Методика	Диапазон периодов, с	Ссылка
Восточная Канада		<i>ПВ-2</i> <sup>3</sup>	3,5—130	[12]
Север США <sup>1</sup>	<i>AAM-MDS</i> <sup>2</sup>	<i>ГА-2</i>	21—109	
То же	<i>OGD-AAM</i>	<i>ГА-2</i>	21—125	[6]
Север центральной части США	<i>AAM-FLO</i>	<i>ГА-2</i>	26—167	
То же	<i>MNN-FLO</i>	<i>ГА-2</i>	52—179	
» »		<i>ГА-2</i>	26—167	
Центр США	<i>FLO-GOL</i>	<i>ГА-2</i>	21—167	
То же	<i>FLO-LUB</i>	<i>ГА-2</i>	26—156	[10]
» »	<i>FLO-SHA</i>	<i>ГА-2</i>	42—156	
Восток центральной части США	<i>OGD-OXF</i>	<i>ГА-2</i>	22—147	[44]
Австралия	<i>CTA-PER</i>	<i>ПВ-2</i>	13—41	
Северная Швеция	<i>KEV-UME</i>	<i>ГА-2</i>	7,5—113,5	[43]
Швеция	<i>UME-KON</i>	<i>ГА-2</i>	38,5—119	
Финляндия	<i>OUL-NUR</i>	<i>ГА-2</i>	8—60	[8]
То же	<i>OUL-KEV</i>	<i>ГА-2</i>	8—60	
Восток Южной Африки	<i>PRE-BUL</i>	<i>ГА-2</i>	20—80	[16]
Индия	<i>NDI-LAH</i>	<i>ПВ</i>	16—40	

<sup>1</sup> Карта расположения профилей в США приведена на фиг. 1.

<sup>2</sup> Объяснения сокращений приведены в приложении.

<sup>3</sup> *ПВ* — измерения максимума и минимума; *ГА* — гармонический анализ: 1 — наблюдения на одной станции, 2 — наблюдения на двух станциях.

Примечания 2 и 3 относятся ко всем пяти таблицам.

Таблица 2

Данные о фазовых скоростях на асейсмичных платформах

Район	Станция наблюдения	Методика	Диапазон периодов, с	Ссылка
Юг США	<i>SHA-LUB</i>	<i>ГА-2</i>	22—278	[6]
Север Аравийского п-ова	<i>SHI-HLW</i>	<i>ГА-2</i>	25—165	
То же	<i>SHI-JER</i>	<i>ГА-2</i>	25—165	
Юг Аравийского п-ова	<i>SHI-AAE</i>	<i>ГА-2</i>	20—155	
Восток Австралии	<i>CTA-ADE</i>	<i>ГА-2</i>	10—300	[39]
Запад Южной Африки	<i>PRE-WIN</i>	<i>ГА-2</i>	15—105	[8]
Юг Франции	<i>MON-EBR</i>	<i>ГА-2</i>	27—58	[5]
о. Корсика	<i>MON-CUG</i>	<i>ГА-2</i>	47—80	
Запад центральной части США	<i>LUB-GOL</i>	<i>ГА-2</i>	30—132	[6]
Юг США	<i>OXF-LUB</i>	<i>ГА-2</i>	22—139	
То же	<i>SHA-TUC</i>	<i>ГА-2</i>	24—250	

Таблица 3

## Данные о фазовых скоростях в океанах

Район	Станция наблюдения	Методика	Диапазон периодов, с	Ссылка
Плита Наска	<i>EPR-PEL</i>	ГА-1	20—167	} [32]
Юг Тихого океана— Антарктида	<i>EPR-SBA</i>	ГА-1	20—167	
Тихий океан (у Мексики)	<i>RFZ-CUL</i>	ГА-1	10—50	} [37]
То же	<i>RFZ-LAP</i>	ГА-1	10—65	
Запад Средиземноморья	<i>MON-ALG</i>	ГА-2	20—200	} [15]
То же	<i>EBR-CUG</i>	ГА-2	29—82	
Тихий океан (у Перу)	<i>ANT-NNA</i>	ГА-2	20—95	[23]

*EPR* — Восточно-Тихоокеанское поднятие; *RFZ* — зона разлома Ривера.

Таблица 4

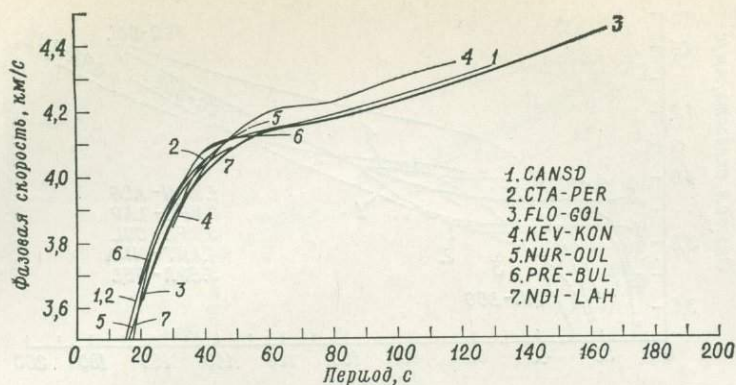
## Данные о фазовых скоростях в рифтовых зонах

Район	Станция наблюдения	Методика	Диапазон периодов, с	Ссылка
Запад США	<i>GSC-LON</i>	ГА-2	26—227	} [6]
То же	<i>TUC-BOZ</i>	ГА-2	23—167	
» »	<i>BOZ-BKS</i>	ГА-2	25—125	
» »	<i>DUG-GOL</i>	ГА-2	30—250	
» »	<i>GOL-BOZ</i>	ГА-2	30—132	
Восточно-Африканский рифт	<i>AAE-NAI</i>	ГА-2	22,5—125	[32]
Красное море	<i>JER-AAE</i>	ГА-2	27—155	Фоуда, неопубликованные данные

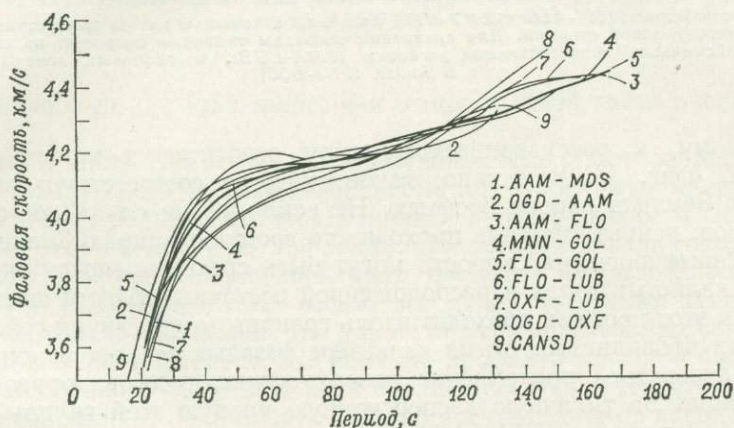
Таблица 5

## Данные о фазовых скоростях в горных поясах

Район	Станция наблюдения	Методика	Диапазон периодов, с	Ссылка
Альпы	<i>BES-MON</i>	ГА-2	10—60	} [35]
То же	<i>BES-ORO</i>	ГА-2	10—80	
» »	<i>BES-CHU</i>	ГА-2	16—80	
Форланд Альп	<i>STU-CHU</i>	ГА-2	16—75	
То же	<i>STU-ORO</i>	ГА-2	16—76	
» »	<i>STU-BES</i>	ГА-2	11—75	} [40]
Анды	<i>QUI-BOG</i>	ГА-2	25—80	
То же	<i>LPB-ARE</i>	ГА-2	20—120	} [23]
» »	<i>TCC-CUS</i>	ГА-2	18—83	
» »	<i>LPB-ANT</i>	ГА-2	16—108	
» »	<i>ARE-NNA</i>	ГА-2	16—87	
» »	<i>LPB-HUA</i>	ГА-2	50—180	

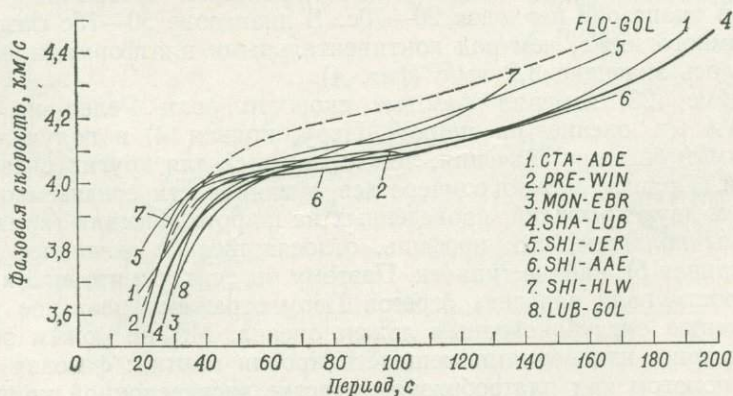


Фиг. 2А. Фазовые скорости волн Релея для некоторых щитов.

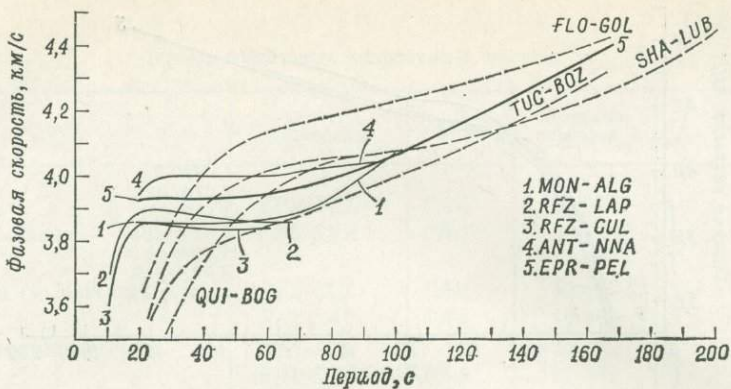


Фиг. 2Б. Фазовые скорости волн Релея в областях Северной Америки с высокой скоростью волн.

Для континентальных асейсмичных регионов характерны явно меньшие фазовые скорости. При периоде 80с они близки к 4,08 км/с. К этим регионам относятся юг центральной части США, юг Франции, Аравийский полуостров, восточная Австралия и Юго-Западная Африка. Там не известны выходы очень древних докембрийских пород, а в сейсмическом отношении эти области совершенно спокойны. Соответствующие кривые представлены на фиг. 3, причем для сравнения приведена и кривая профиля *FLO-GOL*.



Фиг. 3. Фазовые скорости волн Релея для асейсмичных континентальных регионов. Для сравнения показаны скорости на щите, *FLO-GOL*.



Фиг. 4. Фазовые скорости волн Релея для океанических областей.

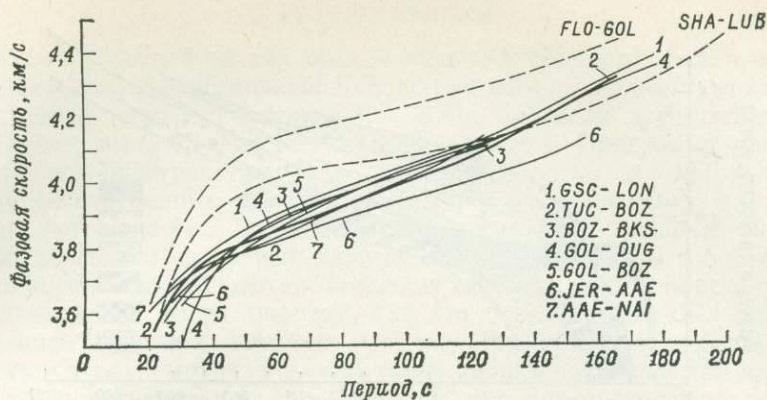
Данные по профилям *MON-ALG* и *ANT-NNA* получены с помощью метода двух станций, остальные — по методу одной станции. Для сравнения показаны типичные скорости: на щитах (*FLO-GOL*), в асейсмичных континентальных регионах (*SHA-LUB*), в рифтовых зонах (*TUC-BOZ*) и в Андах (*QUI-BOG*)

По-видимому, к рассматриваемому типу относится и кривая профиля *LUB-GOL* (фиг. 1). Возможно, такое сходство соответствует реальному строению Земли в районе профиля. Не исключено и случайное сочетание параметров: данный профиль проходит по восточному краю Скалистых гор и полученные значения скорости могут быть средними между скоростями волн в Скалистых горах и расположенной восточнее области щита. Кроме того, если этот профиль проходит вдоль границы между двумя сеймотектоническими провинциями, то на характере фазовых скоростей может существенно отразиться преломление поверхностных волн в горизонтальном направлении. За типичную дисперсионную кривую этой группы принята кривая 4 (профиль *SHA-LUB*).

Кривая профиля *SHA-TUC* также отнесена к этой группе, несмотря на то что станция *TUC* явно находится в пределах рифтовой зоны. Вероятно, эта кривая имеет промежуточный характер по сравнению с профилями асейсмичных и рифтовых областей. Кнопов показал [29], что фазовые скорости на таких неоднородных путях распространения волн должны осредняться (величина, обратная скорости — «медленность»). Однако это соображение не является решающим при интерпретации данного профиля.

К сожалению, мы располагаем лишь ограниченными данными по океанам. Средиземноморский профиль (фиг. 4, кривая 1) получен по методу двух станций, тихоокеанские (за исключением кривой 4) — по данным одной станции. Для дисперсионных кривых характерен чрезвычайно пологий участок в диапазоне периодов 20—70с. В диапазоне 50—75с фазовые скорости намного ниже, чем под континентальными платформами и щитами; наблюдалось значение 3,9 км/с (фиг. 4).

Джеймс [23] измерял фазовые скорости волн Релея на профиле *ANT-NNA* (в океане на широте Перу, кривая 4) и получил заметно (на 0,1 км/с) большие значения, чем сообщалось для других океанических профилей. Правда, можно сомневаться в типичности средиземноморского профиля и двух профилей, проведенных на широте Мексики (кривые 2, 3); однако мы полагаем, что профиль, относящийся к океанической плите Наска (кривая 5), вполне типичен. Поэтому мы считаем, что высокие значения скорости волн западнее берегов Перу отражают реальное различие по сравнению с глубоководным ложем океана. Мы не можем объяснить этого различия изменениями мощности кровли мантии: фазовая скорость волн на пологом или платообразном участке дисперсионной кривой отражает прежде всего зону с пониженной скоростью. Таким образом, мы приходим к выводу, что скорость волн в зоне пониженной скорости близ океани-

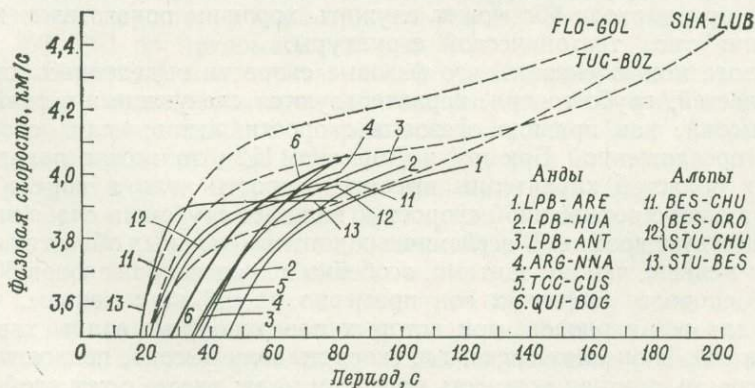


Фиг. 5. Фазовые скорости волн Релея для рифтовых зон. Для сравнения показаны скорости на щитах (FLO-GOL) и в сейсмичных континентальных регионах (SHA-LUB).

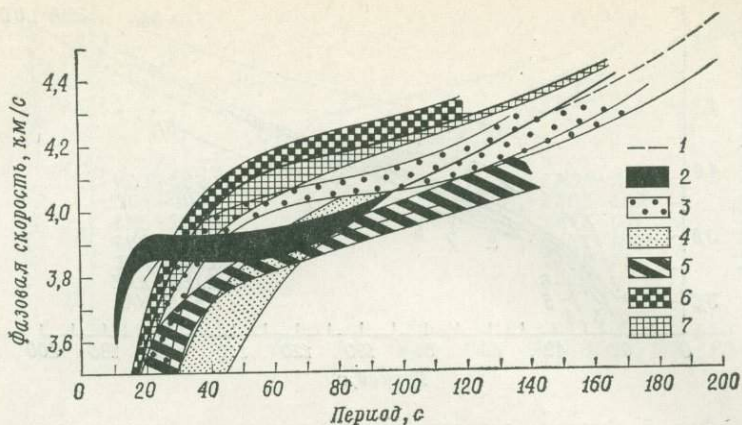
ческого желоба на 0,1 км/с выше, чем в центральной части океанической плиты.

Профили, соответствующие рифтовым зонам (фиг. 5), относятся большей частью к западу США (кривые 1—5); кроме того, они проходят в северной части Восточно-Африканского рифта (кривая 7) и пересекают Красное море под острым углом (JER-AAE, кривая 6). Последний профиль соответствует смешанному пути распространения, и его, очевидно, не следовало бы включать в эту группу; кроме того, весьма вероятно, что данные именно этого профиля несколько ненадежны, так как на них сильно отразилось преломление. Довольно примечательно, что все пять профилей западной части США отличаются большим сходством, хотя они и относятся к геологически различным провинциям, например к Провинции бассейнов и хребтов, плато Колорадо и т. д. Фазовые скорости для этого типа тектонических структур весьма малы — около 3,9 км/с при периодах 80с; наклон  $d\gamma/dT$  кривой фазовых скоростей при периодах 80с близок к значению, типичному для щитов. Сходство значений фазовых скоростей на западе США и в зоне Восточно-Африканского рифта наводит на мысль, что глубинное строение Земли на западе США действительно может быть связано с продолжением Восточно-Тихоокеанского поднятия на континент.

Наша методика была применена при изучении двух горных поясов — Анд и Альп; соответствующие кривые фазовых скоростей имеют характерные различия (фиг. 6). Для Анд характерны чрезвычайно низкие фазовые



Фиг. 6. Фазовые скорости волн Релея для Альп и Анд. Для сравнения показаны скорости на щитах (FLO-GOL), в рифтовых зонах (TUC-BOZ) и в асейсмичных континентальных регионах (SHA-LUB).



Фиг. 7. Сопоставление диапазонов фазовых скоростей волн Релея для щитов, асейсмичных континентальных регионов, рифтовых зон, океанов и горных поясов. 1 — данные по свободным колебаниям; 2 — океаны; 3 — асейсмичные (континентальные) регионы; 4 — Анды; 5 — рифты; 6 — щиты; 7 — Северная Америка.

скорости при коротких периодах волн, но все кривые круто поднимаются при периодах порядка 80с. Самые низкие значения скоростей приходятся на профили *LPB-ARE* и *LPB-HUA* (кривые 1, 2), которые пересекают самую высокую часть Анд. На профилях *LPB-ANT*, *ARE-NNA*, *TCC-CUS* фазовые скорости выше (кривые 3—5), и эти профили пересекают области с меньшей средней высотой рельефа, где, по-видимому, тоньше кора или не так глубоки корни гор.

Кривые Альпийского пояса сильно напоминают профили асейсмичных континентальных областей, за исключением того, что фазовые скорости волн Релея в Альпах при периодах 50—80с примерно на 0,1 км/с меньше. По-видимому, скорость волн *S*, во всяком случае на глубинах 80—125 км, в Альпах примерно на 0,1 км/с меньше, чем под асейсмичными областями. Профиль *STU-BES* (кривая 13), очевидно, аномален. В интервале периодов 35—80с значения скоростей там характерны скорее для Средиземного моря, чем для континентального массива. Резкое снижение скоростей на этом профиле при коротких периодах обусловлено влиянием коры.

Фиг. 7 иллюстрирует правомерность проведенного подразделения кривых на типы. На ней нанесены полосы, соответствующие наблюдаемым значениям фазовых скоростей для каждого из выделенных типов (с фиг. 2—6). Было обнаружено, что полосы в основном не перекрывают друг друга, особенно при периодах 40—120с. Фактически получается, что фазовая скорость при периоде 60с может служить хорошим показателем для распознавания типа тектонической структуры.

В итоге можно сказать, что фазовые скорости выделенных «стандартных» областей, грубо говоря, характеризуются следующими чертами: наиболее высоки, как правило, фазовые скорости щитов; если исходить из модели, предложенной Брюном и Дорманом [12], то можно полагать, что для этих областей характерны высокие скорости волн в коре и кровле мантии, а слой с пониженной скоростью залегает глубоко и слабо выражен, если существует вообще. В асейсмичных континентальных областях фазовые скорости меньше, чем под щитами, особенно в диапазоне периодов 60—120с. Фазовые скорости рифтовых зон примерно на 0,3 км/с меньше, чем под щитами для тех периодов, при которых поверхностные волны характеризуют мантию. В океанах среда, где скорость волн высока, подходит близко к поверхности, так как мощность коры там мала; вместе с тем слой с пониженной скоростью волн находится на сравнительно небольших глубинах и, таким образом, резко контрастирует со сравнительно тонкой кровлей. Перейдем к более точной интерпретации.

## ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Решение обратной задачи применительно к таким профилям осуществлялось методом, разработанным Кейлис-Бороком и Кноповом; это модификация метода «еж», предложенного В.П. Валсосом («Вычислительная сейсмология», вып. 4, «Наука», М., 1968.— *Ред.*). Программа «еж» ищет в многомерном пространстве параметров такие разрезы, для которых теоретические дисперсионные кривые совпадают с наблюдаемыми в пределах заданной погрешности. Для каждого из профилей фазовых скоростей использовались все доступные данные о мощностях коры и о скоростях волн  $P$  в коре и верхней мантии. Значения скорости волн  $S$  по возможности согласовывались с этими данными, так что поиск обычно был ограничен определением строения верхней мантии. При обсуждении полученных результатов мы будем рассматривать лишь характерные профили для выделенных типов региональных структур; тем не менее при решении обратной задачи для каждого профиля разрез строения коры устанавливался независимо.

В данные наблюдений, представленные на фиг. 2—6 и относящиеся к сферической Земле, были внесены поправки на сферичность, чтобы привести их к значениям, соответствующим слоистому полупространству. Большая часть расчетов дисперсии поверхностных волн выполняется для слоистого полупространства. Максимальную скорость расчета дисперсии поверхностных волн дает методика, предложенная Кноповом [28]; она лучше метода Хаскелла [19] и Томсона [57], что было продемонстрировано в ряде работ [53, 54]. Для волн Лява имеются точные и простые преобразования для перехода от сферической Земли к плоской<sup>1</sup>. К сожалению, для волн Релея все еще не разработана аналогичная изящная методика; для них получены эмпирические поправки, исходя из сравнения наблюдаемой собственной частоты свободных сфероидальных гармоник высокого порядка с фазовыми скоростями для аналогичной плоской модели Земли. В настоящее время в программе «еж» используются эмпирические поправки из работы [9].

В качестве характерных профилей для выделенных типов региональных структур при решении обратной задачи были выбраны следующие профили: для щитов *FLO-GOL*, для асейсмичных континентальных областей *SHA-LUB*, для рифтовых зон *TUC-BOZ*, для Анд *QUI-BOG*, для океанов *EPR-PEL*.

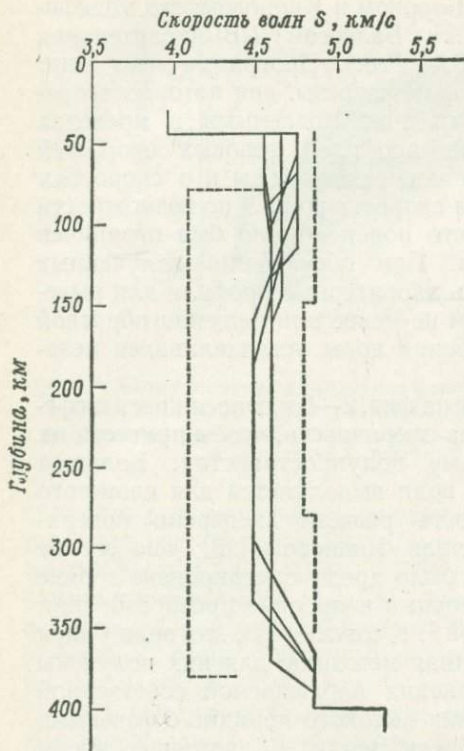
Дисперсионная кривая профиля *FLO-GOL*, характеризующего строение щитов, примечательно согласуется с кривой для Канадского щита и отличается от нее лишь на самых длинных периодах. Для разрезов, согласующихся с данными о фазовых скоростях для этого типа региональных структур (фиг. 8), характерно, что слой с пониженной скоростью волн  $S$  выражен слабо, если он вообще существует.

Скорость волн  $S$  в кровле мантии велика и, вероятно, составляет 4,6 км/с. Распределение скоростей в коре принято нами в соответствии с данными Уоррена [59, 60] по преломленным волнам.

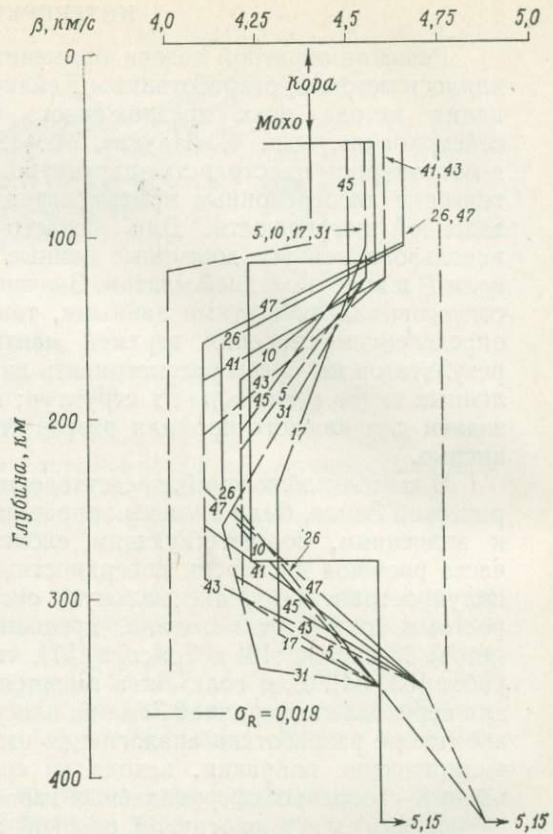
Для асейсмичных континентальных областей, представленных профилем *SHA-LUB*, также характерна высокая скорость волн в кровле мантии. Здесь четко выражен слой с пониженной скоростью волн  $S$  (от 4,1 до 4,3 км/с), начиная с глубины 100—120 км. Ни одна из моделей без такого слоя не согласуется с наблюдаемыми данными (фиг. 9).

Рифтовая зона (профиль *AAE-NAI*), как показали Кнопов и Шлю [32], также может не иметь слоя с пониженной скоростью волн. Но в моделях без такого слоя низка скорость волн  $S$  в самых верхах мантии. На фиг. 11 показаны все модели, найденные по методу «еж». Здесь есть и модели с высокой скоростью волн в кровле мантии. Они не отброшены в ходе поиска. Во многих случаях, когда ЭВМ отыскивала модель с высокой скоростью волн в кровле мантии, в этой модели был чрезвычайно четко

<sup>1</sup> См. Гервер М. Л., Каждан Д. А., «Вычислительная сейсмология», вып. 4, «Наука», М., 1968.— *Прим. ред.*



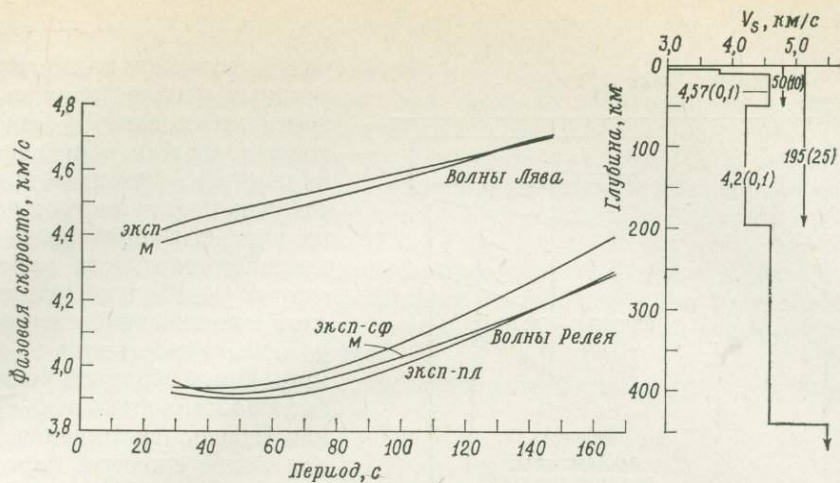
Фиг. 8. Решение обратной задачи методом «еж» для профиля *FLO-GOL* (щит). Штриховой линией обозначены границы области поиска.



Фиг. 9. Решение обратной задачи методом «еж» для профиля *SHA-LUB* (асейсмичная континентальная платформа). Штриховой линией обозначены границы области поиска.

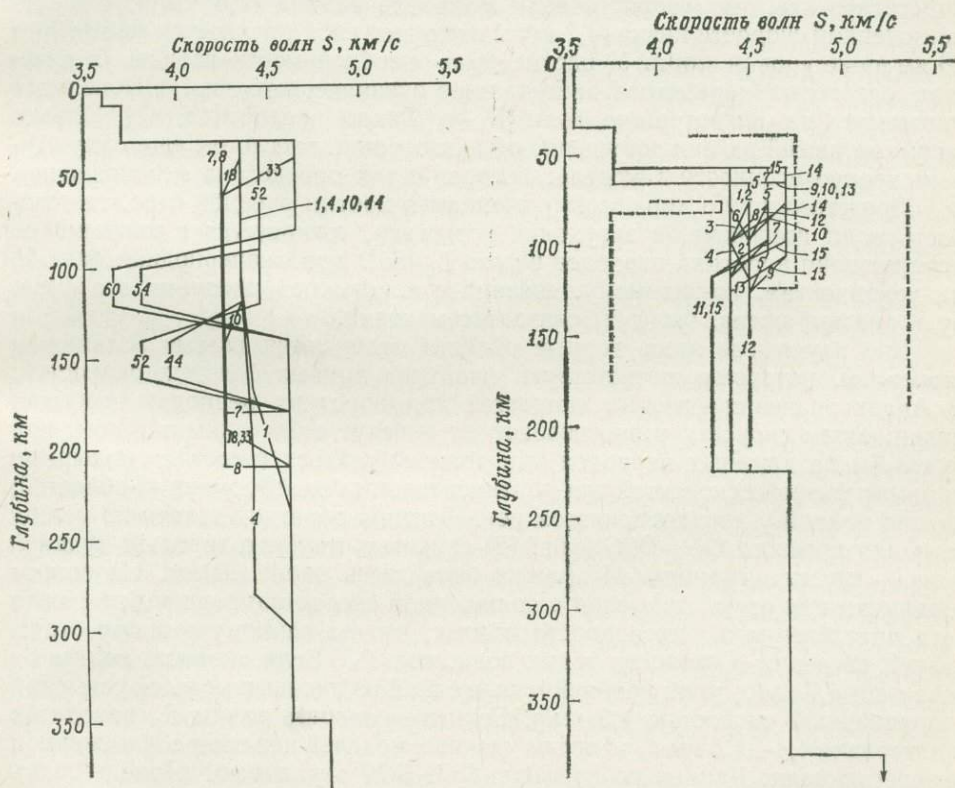
выражен и слой с пониженной скоростью. Кроме того, нельзя исключить возможность существования тонкого и глубокого слоя с очень низкой скоростью волн; мы не сумели однозначно решить этот вопрос. Наиболее простая модель, согласующаяся с наблюдаемыми в таких областях низкими значениями скорости волн  $P_n$  (идущих вдоль границы  $M$ ) [17, 14], имеет низкую скорость волн в кровле мантии и практически не содержит слоя с пониженной скоростью. Мы отдаем предпочтение моделям, в которых скорость волн  $S$  равна 4,2—4,3 км/с под самой границей  $M$  и остается в этом интервале до весьма больших глубин. Дело обстоит таким образом, будто бы кровля мантии, характерная для континентальных областей, истончилась до полного исчезновения.

Интерпретируя данные о поверхностных волнах под океанами, мы выбрали землетрясение, которое произошло в ноябре 1965г. севернее острова Пасхи (22,2° ю. ш., 113,8° з. д.). Оно было зарегистрировано станцией *PEL*. Расстояние от очага было столь велико (4386 км), что можно было пренебречь интерференцией между фундаментальной и более высокими гармониками волн Лява (учитывая общее строение Земли под океанами и то обстоятельство, что землетрясение было связано со сдвиговой подвижкой на малой глубине). Соответственно сказанному на станции *PEL* были измерены фазовые скорости фундаментальной гармоники волн Лява; в них вносилась поправка за начальную фазу. Кроме того, мы считаем путь горизонтально однородным. На фиг. 10 (справа) представлены результаты применения метода «еж» к данным о волнах Лява и Релея. Программа поиска предусмат-



Фиг. 10. Наблюдаемые кривые фазовых скоростей волн Релея (эксп-сф) и Лява (эксп) для профиля EPR-PEL (Тихий океан).

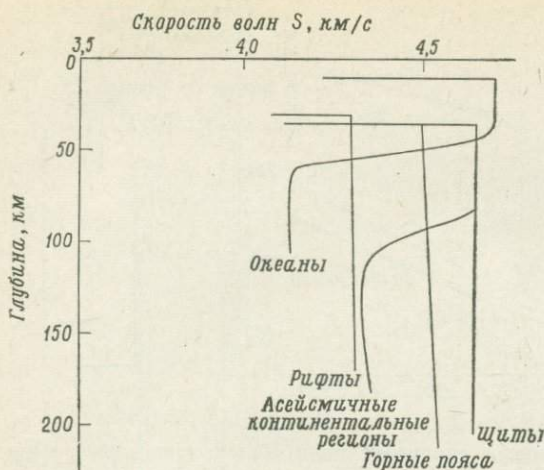
Кривая эксп-пл — скорости волн Релея, пересчитанные для плоской модели Земли. Справа — единственный удачный разрез, найденный при поиске по методу «еж». Разрез считался удачным, если рассчитанные для него кривые фазовых скоростей имели среднеквадратичное отклонение от наблюдаемых не выше 0,03 км/с. Цифры в скобках — минимальное изменение параметра, которое делает разрез неудачным. *M* — фазовые скорости, рассчитанные для найденного разреза; в случае волн Релея *M* соответствуют плоской модели и *m* следует сопоставлять с эксп-пл.



Фиг. 11. Решение обратной задачи методом «еж» для профиля AAE-NAI (рифтовая зона).

В удачных моделях разреза (при среднеквадратичной погрешности до 0,03 км/с) или кровля мантии имеет низкую скорость волн, а волновод под ней отсутствует (7 и 8), или кровля имеет высокую скорость, а волновод резко выражен (60). Имеющиеся данные не позволяют судить о разрезе глубже 130 км.

Фиг. 12. Решение обратной задачи методом «еж» для профиля QUI-BOG (Анды). Границы области поиска показаны штриховой линией. В удачных моделях разреза (среднеквадратичная погрешность до 0,03 км/с) волновод отсутствует или слабо выражен. У модели 15 скорость волн в кровле 4,7 км/с, а в волноводе — 4,3 км/с. Модели с волноводом, начинающимся на глубине 125 км, не приводятся, так как имеющиеся данные не позволяют судить об этих глубинах.



Фиг. 13. Схема разрезов скоростей волн  $S$  для выделенных региональных типов структур.

удачных моделей. Однако для принятой параметризации мы можем лишь констатировать, что скорость волн в кровле велика (4,6 км/с), а в слое пониженной скорости низка (4,1 км/с) и что этот слой начинается на глубине 50 км ниже уровня моря. У нас не было необходимости вводить в качестве одного из параметров анизотропию океанического дна. Наблюдения указывают на анизотропию волн  $P_n$  в Тихом океане [49, 42]. Однако в рамках нашей задачи допущение об анизотропии внесло бы еще одну степень неопределенности в модель, которая и так определена неоднозначно.

Представление о хорошо выраженном в мантии океанов слое, где скорость волн понижена, а затухание повышено, согласуется с данными об исчезновении коротких периодов в фазе  $L_g$  [55]. Короткопериодная фаза  $L_g$  на континентах, по-видимому, связана с корою; под океанами эта фаза, будь она выражена, была бы связана с мантией.

Две изученные здесь горные области отличаются весьма различным строением, которому соответствуют два типа кривых фазовых скоростей. В Андах значения фазовых скоростей при коротких периодах необычно низки; затем скорости резко возрастают и ведут себя таким образом, как будто бы на длинных периодах они должны слиться с соответствующими кривыми фазовых скоростей для континентальных платформенных областей; однако полной уверенности в этом нет. Решения обратной задачи по методу «еж» для профиля QUI-BOG (фиг. 12) свидетельствуют о довольно мощной коре — глубина границы  $M$  должна быть здесь около 60 км. На вопрос о наличии или отсутствии слоя с пониженной скоростью волн мы не можем дать определенного ответа просто потому, что по данному региону отсутствуют сведения о скорости таких волн, как  $P_n$ . Если скорость волны  $S_n$  достигает 4,7 км/с, то по крайней мере в одной из удачных моделей есть слой с пониженной скоростью 4,3 км/с. Если же скорость волны  $S_n$  находится в интервале 4,4—4,5 км/с, то среди удачных моделей нет слоя с пониженной скоростью волн. Данные по профилю QUI-BOG охватывают периоды лишь до 86с и потому не позволяют судить о строении мантии на глубинах ниже примерно 120 км. Там могут находиться слои с пониженной скоростью волн, но здесь они не рассматриваются. Джеймс [23] сообщает о мощных корнях гор под альтиплано, выклинивающихся на западе и на востоке, и не находит данных, подтверждающих наличие слоя с пониженной скоростью; однако он не исследовал всего множества моделей, согласующихся с его наблюдениями.

Для кривых фазовых скоростей на профилях, пересекающих Альпы, характерен примечательный горизонтальный участок при периодах от 40

ривает возможность миграции удачных (согласующихся со всеми наблюдениями) моделей во всем заданном пространстве параметров. Размеры принятой решетки параметров (шаги их дискретизации) были следующие: мощность кровли мантии  $\pm 10$  км, мощность слоя с пониженной скоростью  $\pm 25$  км, скорость волн  $S \pm 0,1$  км/с. При выбранной решетке была найдена лишь одна удачная модель. Несомненно, что при более сложной параметризации, например при большем числе слоев в модели или при учете анизотропии, или при более густой решетке, было бы получено больше

до 80с, на что указывал еще Кнопов и др. [35]. Это было истолковано как проявление четко выраженного слоя с пониженной скоростью волн под Альпами. По-видимому, в Альпах хорошо выражены и корни гор; на крыльях Альп мощность коры понижается. Данные профиля *BES-STU* показывают, что, хотя мощность коры существенно снижается при удалении от альпийских хребтов, слой с пониженной скоростью все же выражен на всем протяжении профиля.

Что сказать о глубине подошвы слоя с пониженной скоростью волн? Сомнительно, чтобы данные, о которых здесь сообщается (при тех максимальных периодах, к которым они относятся), позволяли судить о строении Земли на глубине порядка 300 км.

На фиг. 13 схематически представлена сводка выделенных типов разрывов скоростей поперечных волн.

### ТЕКТОНИКА ПЛИТ

Что дают результаты наших исследований для динамической тектоники плит? Существование слоя с резко пониженной скоростью волн во всех областях, кроме щитов, указывает на частичное плавление в этих областях. Под щитами же существует разве что незначительный слой с пониженной скоростью; он может образоваться без частичного плавления — достаточно противостоящих влияний давления и температуры на скорость. Резонно ожидать, что в частично расплавленных областях вязкость (при одинаковых температурах и давлениях) меньше, чем в тех участках, где плавления не происходит. Рингвуд [50] считает, что вязкость в таких областях на два порядка ниже, чем под щитами. Таким образом, главное торможение, испытываемое плитами литосферы на границе с астеносферой, приходится на территорию под щитами, а в других местах им можно пренебречь. Глыбы континентов действительно достигают больших глубин, как утверждает Мак-Доналд [41], но лишь под щитами.

В рассматриваемой нами модели силы трения на границе астеносферы и литосферы определяются кинематической вязкостью под щитами, которая для Фенноскандии оценена в  $10^{21}$  см<sup>2</sup>/с. В других местах вязкость, по существу, для наших рассуждений не имеет значения. Отметим два обстоятельства. Прежде всего, если плиты континентов испытывают большое трение о вязкую среду под щитами, то океанические плиты не тормозит среда большой вязкости и они должны перемещаться очень быстро (считая, что на все плиты действует примерно одинаковая движущая сила). И на границе между океаническими плитами, например между Тихоокеанской и Наска, действительно отмечаются очень большие скорости относительного перемещения. Скорости относительного перемещения на Восточно-Тихоокеанском поднятии действительно выше, чем, скажем, на Срединно-Атлантическом хребте, но, безусловно, не на целый порядок. Единственный вывод, который можно сделать, состоит в том, что, следовательно, силы торможения у подошвы литосферы малы по сравнению с силами торможения, которые приводят к землетрясениям вдоль краевых зон всех плит, океанических и континентальных.

К такому же выводу можно прийти и произведя простые расчеты. Допустим, что щиты занимают  $1/10$  поверхности Земли. Пусть, далее, вязкая область под щитами находится на глубинах между 100 и 400 км, т. е. доходит до уровня первой крупной сейсмической границы в мантии. Сила тяги составляет  $\rho v A v^2/h$ , где  $\rho$  — плотность,  $v$  — кинематическая вязкость,  $A$  — площадь щитов,  $v$  — скорость перемещения и  $h$  — мощность перемещающегося слоя. При скорости 5 см/год мы получим  $4 \cdot 10^{25}$  эрг/год для мощности, необходимой, чтобы преодолеть вязкое торможение щитов. Но это, безусловно, меньше энергии деформаций, ежегодно высвобождающейся при землетрясениях в краевых зонах плит при любом разумном от-

ношении наблюдаемой энергии сейсмических волн к полной энергии землетрясений.

Таким образом, наш вывод состоит в том, что движущая сила тектоники плит должна преодолеть в основном трение на краях плит. Однако процессы течения астеносферы должны удовлетворять жестким ограничениям. Щиты в излагаемой схеме представляются как бы завихрениями в течении астеносферы. Возникает вопрос, могут ли быть созданы высокие относительные скорости в астеносфере где-либо не под щитами? В этом отношении залуживает внимания модель, согласно которой радиоактивность щитов является источником тепла для механизма тектонических движений плит ([20], обоснование см. в [29]).

Региональные разрезы примечательно коррелируются с гравитационными данными, полученными с помощью спутников [25, 26]. Аномалии Фая (полученные на основе разложения гравитационного поля по сферическим гармоникам от 2-й до 16-й степени применительно к эллипсоиду со сплюснутостью  $1/299,8$ ) были сопоставлены с найденными моделями Земли. Оказалось, что областям, где мы не обнаружили слоя с пониженной скоростью (или где он слабо выражен), соответствуют отрицательные аномалии; а там, где такой слой выражен отчетливо, гравитационные аномалии слегка положительные. В Андах аномалии оказались резко положительными. Предполагается, что избыток массы в Андах связан с поддвиганием блока литосферы у океанического желоба вблизи Южной Америки. Однако если мы считаем, что отчетливо выраженный слой с пониженной скоростью обусловлен частичным плавлением пород, то ведь из-за плавления плотность этого слоя должна быть меньше обычной и такой слой должен быть связан с дефицитом массы, а не с ее избытком, как это наблюдается! Причины изменения знака гравитационной аномалии на обратный следует искать не выше резкой сейсмической границы на глубине 400 км, если считать, что мантия приблизительно химически однородна над этой границей. Чтобы объяснить наблюдаемые аномалии, мы должны, таким образом, допустить, что эта резкая сейсмическая граница находится под щитами на большей глубине, чем в областях, где выражен слой с пониженной скоростью. В свою очередь это означает (если мы связываем сейсмическую границу с фазовым переходом), что температура под щитами должна быть выше, чем под такими областями. Следовательно, любое конвективное течение должно быть направлено в сторону от щитов, т. е. так, как если бы щиты были источником движущей силы. Разумеется, сами щиты перемещаются относительно друг друга, поскольку они представляют собой внутренние части крупных плит. Следует ожидать, что высказанная идея будет проверена в ходе изучения океанических областей с большими положительными гравитационными аномалиями, например, в Индийском океане, на западе и в центральной части Тихого океана. В настоящее время в этих районах изучают фазовые скорости поверхностных волн.

### ТОЧНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЙ

Интересно сравнить полученные нами данные о региональных особенностях фазовых скоростей с данными, полученными с помощью методики, которую за неимением лучшего определения можно назвать разбивкой дуги большого круга (*РБК*). Эта методика состоит в измерении на одной станции фазовых скоростей волн, многократно огибающих Землю. Таким образом, данная станция оказывается своею собственной парой, осуществляя наблюдения по методу двух станций: их «разделяет» расстояние, равное окружности Земли. В этом случае уже не приходится учитывать разницу в характеристике приборов на двух станциях; используются записи очень сильных землетрясений, в энергетическом спектре очага которых весьма вероятно существенная долгопериодная компонента. При очень длинных периодах все еще интенсивны повторные вступления таких фаз,

как  $R-3$ ,  $R-5$  и т. д.<sup>1</sup> Подобные измерения можно делать и при анализе по методу двух станций. Однако метод  $PBK$  имеет большое преимущество — он не заставляет ждать такого редкого события, как сильное землетрясение вблизи дуги большого круга, соединяющего две данные станции. В принципе метод  $PBK$  позволяет использовать записи любого сильного землетрясения, зарегистрированного любой станцией [15].

Преимущества метода  $PBK$  уравниваются трудностью, проистекающей вследствие неоднородности геологических структур, расположенных на пути дуги большого круга. В ряде работ [58, 24, 15] Земля была подразделена на океанические, платформенные и тектонически активные области. Каждую трассу волн разбивали на отрезки, лежащие в пределах таких областей. Фазовые скорости в области каждого типа считались независимыми неизвестными. Наблюдения над рядом землетрясений давали избыточное число уравнений, из которых и определялись фазовые скорости.

Следует сопоставить результаты, полученные с помощью двух указанных методов. Это позволит оценить не только совместимость полученных данных, но и их относительную точность.

Прежде всего очевидно, что главное допущение метода  $PBK$  — это разделение Земли на регионы трех основных типов. Оно явно не согласуется с изложенными здесь данными непосредственных наблюдений, согласно которым Земля должна быть подразделена не менее чем на пять основных типов регионов: щиты, континентальные асейсмичные регионы, океанические асейсмичные регионы, рифтовые зоны и горные пояса. В последнем типе тоже наверняка можно выделить несколько подтипов в зависимости от положения горного пояса относительно граничных зон плиты, например вулканические хребты над поддвигаемыми блоками плиты (Анды), складчатые хребты, где в настоящее время не проявляется особой сейсмической активности (Альпы), и т. д. Основное допущение метода  $PBK$  было априорным и не опиралось на непосредственные наблюдения; учитывая изложенные выше результаты, оно, вероятно, будет пересмотрено [24].

Другой возможный упрек по адресу метода  $PBK$  связан с вопросом о точности разложения дуги на участки, принадлежащие к трем типам регионов (допуская, что подразделение именно на три типа правомерно). Здесь существенно, насколько сильно поверхностная волна отклоняется от первоначального направления дуги большого круга, проходя мимо сейсмической станции повторно. Если рассмотреть гипотетическую фундаментальную гармонику волны Релея, многократно обходящей Землю, то векторное волновое число, вероятно, будет примерно параллельно соответствующему вектору свободных колебаний стоячих волн близкого периода. Оно будет отклоняться от направления дуги большого круга из-за неоднородности среды. Для волны  $R-1$  это отклонение, по-видимому, будет незначительно, но, например, для фазы  $R-50$  оно скорее всего будет очень велико. Возникает вопрос, как сильно отклоняется от дуги большого круга, например, волна  $R-5$ ? Если сильно, то окажется неверной и наша оценка того, какая часть пути волны  $R-5$  приходится на континент или океан.

Непосредственное сопоставление данных метода  $PBK$  и метода, использованного нами, возможно лишь для океанических регионов, которые выделены отдельно в обоих методах. В табл. 6 приведено такое сопоставление для волн Лява.

Групповые скорости рассчитаны здесь путем дифференцирования полной дисперсионной кривой; они верны с точностью до 0,01 км/с, если точность фазовых скоростей составляет 0,001 км/с. Хотя фазовые скорости по данным двух методов отличаются незначительно, групповые скорости

<sup>1</sup>  $R$  означает волну Релея.  $R-1$  — волна, прошедшая по кратчайшему пути;  $R-2$  — волна, прошедшая до станции через антиэпицентр. Добавление к цифре 2 указывает, что волна дополнительно обошла всю Землю. Например,  $R-5$  — волна, достигшая станции по кратчайшему пути и затем дважды обжавшая Землю.—  
*Прим. ред.*

Сопоставление данных, полученных двумя методами

Период	Фазовая скорость, км/с		Групповая скорость, км/с	
	Автор, плита Наска	РБК [24]	Автор, плита Наска	РБК [24]
90	4,574	4,519	4,77	4,83
125	4,653	4,630	4,93	5,08
140	4,687	4,681	5,00	5,19

отличаются на 3—4%, т. е. производные фазовых скоростей существенно различны. Погрешности определения фазовых скоростей оценивались в 0,03 км/с, и эта оценка использовалась при решении обратной задачи методом «еж». Однако фазовая скорость не является случайной величиной, имеющей указанную среднюю квадратичную погрешность; ее значения на разных периодах коррелированы, как я полагаю, в диапазоне периодов, соответствующих рассматриваемым групповым скоростям. (Последние в свою очередь определяются шириной временного окна, использованного при анализе записи; см. «Введение». — *Ред.*) Для данных по плите Наска при периоде 140с это означает, что флуктуации фазовой скорости относительно ее «истинного» значения составляют 0,015 км/с. Отсюда следует, что возможная погрешность нашего метода при расчете групповых скоростей составляет  $\pm 0,15$  км/с при периоде 140с. У меня нет возможности оценить аналогичным образом погрешность метода РБК. Ограничусь выводом, что данные обоих методов для периодов 88—147с нельзя считать несогласующимися. Вместе с тем не следует принимать высокую точность, оцененную по внутренней согласованности каждого метода.

Следует отметить, что разброс значений фазовых скоростей, полученных по нашей методике, при периодах около 150с может составлять 3—4% в пределах региона данного типа, например асейсмичного континента. Разброс данных, указанных в работах по методике РБК, намного меньше — около 0,5—1%. Значит ли это, что методу РБК присуща большая точность? Не думаю. Представим себе, что в некоторой континентальной области случайные флуктуации скоростей и неоднородности среды достигают 4% и что «размер» таких флуктуаций имеет порядок 1000 км (эти цифры взяты просто с целью упростить вычисления). Допустим теперь, что вдоль некоторой дуги большого круга волны проходят по континенту 16 000 км. Может создаться впечатление, что флуктуации скоростей при наблюдениях по методу РБК имеют порядок 1%. Короче говоря, при использовании метода РБК в результате осреднения данных по большим областям получаются заниженные оценки разброса результатов; это занижение иллюзорно и создает впечатление, что рассматриваемая область более однородна, чем на самом деле.

Предыдущие соображения опираются на представление, что непосредственные наблюдения надежны, а регионы определенного типа фактически неоднородны. Имеются ли другие, независимые данные по этому поводу? Санто [51] отметил в Тихом океане сильные региональные вариации групповых скоростей волн Релея с периодами до 40с; эти вариации коррелируются с крупными тектоническими структурами Тихого океана. Можно возразить, что короткопериодным вариациям не обязательно соответствуют аналогичные вариации длиннопериодных волн. Однако Каула показал [25, 26], что гравитационные аномалии, выявленные по возмущениям орбит спутников, хорошо согласуются с теми же тектоническими структурами. На картах Санто и Каулы есть поразительные аналогии. Правда, как указывалось выше, гравитационные аномалии положительны там, где скорости

короткопериодных диспергирующих волн ниже средних: корреляция карт отрицательна. Я подозреваю, что и на картах фазовых скоростей волн Релея для Тихого океана, составленных по нашей методике, обнаружится аналогичная согласованность. Короче говоря, верхняя мантия под Тихим океаном, вероятно, неоднородна. По-видимому, изменения скоростей длиннопериодных волн порядка 3—4%, подобные наблюдавшимся под континентальными асейсмичными областями, вполне допустимы.

До сих пор основной груз критических замечаний приходился на долю метода РБК. Однако при наблюдении длиннопериодных волн трудности точного измерения фазы R-1 по нашей методике становятся критическими. Уже упоминалось, что сильные землетрясения, фаза R-1 которых при вступлении зашкаливает приборы, порождают и повторные вступления большой интенсивности благодаря слабому затуханию поверхностных волн. Приводимые здесь данные отражают такие вступления фазы R-1, при которых приборы не зашкаливаются. Поэтому интенсивность отобранных длиннопериодных сигналов сильно снижалась — настолько, что во многих случаях она оказывалась примерно такой же, как и у фона помех. Подобные вступления скорее всего накладываются на длиннопериодные всплески помех, которые нередко встречаются на сейсмограммах сети WWSSN. Данные, представленные на фиг. 2—6 и рассмотренные в настоящей работе, получены по сейсмограммам, которые были в достаточной степени свободны от длиннопериодного фона помех до и после вступления регистрируемой фазы. Тем не менее точность данных, вероятно, в большинстве случаев существенно ухудшается для периодов больше 167с.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

*Условные обозначения сейсмических станций, данные которых использованы в настоящей работе*

AAE	Аддис-Абеба (Г)	LAP	Ла-Пас, Мексика
AAM	Энн-Арбор (Г)	LON	Лонгмайр (Г)
ADE	Аделаида (Г)	LPB	Ла-Пас, Боливия (Г)
ALG	Алжир	LUB	Луббок (Г)
ANT	Антофагаста (Г)	MDS	Мэдисон (Г)
ARE	Арекипа (Г)	MNN	Миннеаполис (Г)
BES	Безансон	MON	Монако
BKS	Беркли (Г)	NAI	Найроби (Г)
BOG	Богота (Г)	NDI	Нью-Дели (Г)
BOZ	Бозмен (Г)	NNA	Нана (Г)
BUL	Булавайо (Г)	NUR	Нурмиярви (Г)
CHU	Шур	OGD	Огденбург (Г)
CTA	Чертерс-Тауэрс (Г)	ORO	Оропа
CUG	Куглиери	OUL	Оулу
CUL	Кулиакан	OXF	Оксфорд (Г)
CUS	Куско	PEL	Пелдеху (Г)
DUG	Дагвей (Г)	PER	Перт
EBR	Тортоса	PRE	Претория (Г)
FLO	Флориссант (Г)	QUI	Кито (Г)
GOL	Голден (Г)	SBA	База Скотта (Г)
GSC	Голдстоун (Г)	SHA	Спиринг-Хилл (Г)
HLW	Хелуан (Г)	SHI	Шираз (Г)
HUA	Гуанкайо	STU	Штутгарт
JER	Иерусалим (Г)	TCC	Токонке
KEV	Кево (Г)	TUC	Тусон (Г)
KON	Конгсбург (Г)	UME	Умеа (Г)
LAN	Лахор (Г)	WIN	Виндхук (Г)

Г — станция Глобальной сети сейсмических станций (WWSSN).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alexander S. S.*, Surface Wave Propagation in the Western United States, Unpublished thesis, California Inst. of Technology, Pasadena, Calif., 242 pp., 1963.
2. *Anderson D. L.*, Universal dispersion tables, 1, Love waves across oceans and continents on a spherical earth, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, pp. 681—726, 1964.
3. *Backus G., Gilbert J. F.*, The resolving power of gross earth data, *Geophys. J.*, **16** pp. 169—205, 1968.
4. *Backus G., Gilbert J. F.*, Uniqueness in the inversion of inaccurate gross earth data, *Philos. Trans. R. Soc. Lond., Ser. A*, **266**, pp. 123—192, 1970.
5. *Berry M. J., Knopoff L.*, Structure of the upper mantle under the western Mediterranean basin, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 3613—3626, 1967.
6. *Biswas N. N.*, The Upper Mantle Structure of the United States from the Dispersion of Surface Waves, Unpublished thesis, Univ. of California, Los Angeles, Calif., 175 pp., 1971.
7. *Biswas N. N., Knopoff L.*, Exact earth-flattening calculation for Love waves, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **60**, pp. 1123—1137, 1970.
8. *Bloch S., Hales A. L., Landisman M.*, Velocities in the crust and upper mantle of South Africa from multiple surface wave dispersion, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **59**, pp. 1599—1629, 1969.
9. *Bolt B. A., Dorman J.*, Phase and group velocities of Rayleigh waves in a spherical gravitating earth, *J. Geophys. Res.*, **66**, pp. 2965—2981, 1961.
10. *Bolt B. A., Niazi M.*, Dispersion of Rayleigh waves across Australia, *Geophys. J.*, **9**, pp. 21—35, 1964.
11. *Boore D. M.*, Effect of higher mode contamination on measured Love wave phase velocities, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 6612—6616, 1969.
12. *Brune J., Dorman J.*, Seismic waves and earth structure in the Canadian Shield, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **53**, pp. 167—209, 1963.
13. *Brune J. N., Nafe J. E., Oliver J. E.*, A simplified method for the analysis and synthesis of dispersed wave trains, *J. Geophys. Res.*, **65**, pp. 287—304, 1960.
14. *Dopp S.*, Preliminary note on a refracted P-phase in the Western Rift Valley of Africa, *J. Geophys. Res.*, **69**, pp. 3027—3031, 1964.
15. *Dziewonshi A. M.*, On regional differences in dispersion of mantle Rayleigh waves, *Geophys. J.*, **22**, pp. 289—325, 1971.
16. *Gabriel V. G., Kuo J. T.*, High Rayleigh wave phase velocities for the New Delhi, India — Lahore, Pakistan profile, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **56**, pp. 1137—1146, 1966.
17. *Griffiths D. H., Blundell D. J.*, Seismic refraction survey in the Gregory rift, *R. Soc. Inf. Sheet on the Upper Mantle Project*, **5**, pp. 14—16, 1970.
18. *Harkrider D. G.*, Surface waves in multilayered elastic media, II, Higher mode spectra and spectral ratios from point sources in plane layered earth models, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **60**, pp. 1937—1987, 1970.
19. *Haskell N. A.*, The dispersion of surface waves on multilayered media, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **43**, pp. 17—34, 1953.
20. *Howard L. N., Malkus W. V. R., Whitehead J. A.*, Self-convection in floating heat sources, A model for continental drift, *Geophys. Fluid Dyn.*, **1**, pp. 123—142, 1970.
21. *Jackson D. D.*, Interpretation of inaccurate, insufficient or inconsistent data, *Geophys. J.*, 1972.
22. *James D. E.*, Anomalous Love wave phase velocities, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 2077—2083, 1971a.
23. *James D. E.*, Andean crustal and upper mantle structure, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 3246—3271, 1971b.
24. *Kanamori H.*, Velocity and *Q* of mantle waves, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **2**, pp. 259—275, 1970.
25. *Kaula W. M.*, Earth's gravity field: Relation to global tectonics, *Sci.*, **169**, pp. 982—985, 1970.
26. *Kaula W. M.*, The global variations of the earth's gravity, *Naturwissenschaften*, **58**, pp. 116—120, 1971.
27. *Knopoff L.*, Green's function for eigenvalue problems and the inversion of dispersion data, *Geophys. J.*, **4**, pp. 161—173, 1961.
28. *Knopoff L.*, A matrix method for elastic wave problems, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, pp. 431—438, 1964.
29. *Knopoff L.*, Phase and group slownesses in inhomogeneous media, *J. Geophys. Res.*, **74**, 1701 pp., 1969.
30. *Knopoff L.*, Models of continental drift, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **2**, pp. 386—392, 1970.
31. *Knopoff L., Jackson D. D.*, The analysis of underdetermined and overdetermined systems, in: *Hermann G.*, ed., *The Dynamic Response of Structures*, Pergamon Press, New York, N.Y., 1972.
32. *Knopoff L., Schlue J. W.*, Rayleigh wave phase velocities for the path Addis Ababa — Nairobi, *Tectonophysics*, 1972.

33. Knopoff L., Schlue J. W., Surface wave phase velocities across the Nazca plate (в печати).
34. Knopoff L., Schwab F. A., Apparent initial phase of a source of Rayleigh waves, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 755—760, 1968.
35. Knopoff L., Mueller S., Pilant W. L., Structure of the crust and upper mantle in the Alps from the phase velocity of Rayleigh waves, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **56**, pp. 1009—1044, 1966.
36. Knopoff L., Berry M. J., Schwab F. A., Tripartite phase velocity observations in laterally heterogeneous regions, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 2595—2601, 1967.
37. Knopoff L., Schwab F. A., Schlue J. W., The dispersion of Rayleigh waves south of the Gulf of California, *Geofis. Int.*, **9**, pp. 39—52, 1969.
38. Knopoff L., Schlue J. W., Schwab F. A., Phase velocities of Rayleigh waves across the East Pacific Rise, *Tectonophysics*, **10**, pp. 321—324, 1970.
39. Landisman M., Dziewonski A., Sató Y., Recent improvements in the analysis of surface wave observations, *Geophys. J.*, **17**, pp. 369—403, 1969.
40. Leeds A. R., Knopoff L., Surface wave dispersion in the Andes, *Proc. Symp. Results Invest. Upper Mantle*, Buenos Aires, 1970, 1972.
41. MacDonald G. J. F., The deep structure of continents, *Rev. Geophys.*, **1**, pp. 587—665, 1963.
42. Morris G. B., Raitt A. W., Shor G. G., Jr., Velocity anisotropy and delay-time maps of the mantle near Hawaii, *J. Geophys. Res.*, **74**, 1969.
43. Noponen I., Surface wave phase velocities in Finland, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **56**, pp. 1093—1104, 1966.
44. Panza G., Clymer R., Knopoff L., Phase velocity of surface across Fennoscandia (в печати).
45. Pilant W. L., Knopoff L., Observations of multiple seismic events, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, pp. 19—39, 1964.
46. Pilant W. L., Knopoff L., Inversion of phase and group slowness dispersion, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 2135—2136, 1970.
47. Press F., Determination of crustal structure from phase velocity of Rayleigh waves, I, Southern California, *Bull. Geol. Soc. Am.*, **67**, pp. 1647—1658, 1956.
48. Press F., Determination of crustal structure from phase velocity of Rayleigh waves, II, San Francisco Bay region, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **47**, pp. 87—88, 1957.
49. Raitt A. W., Shor G. G., Jr., Francis T. J. G., Morris G. B., Anisotropy of the Pacific upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 3095—3109, 1969.
50. Ringwood A. E., Composition and evolution of the upper mantle, in: *Hart P. J.*, ed., *The Earth's Crust and Upper Mantle*, *Geophys. Monogr.* 13, Am. Geophys. Union, Washington, D.C., pp. 1—17 [см. русский перевод: Рингвуд А. Э., Состав и эволюция верхней мантии, в кн. *Харт А.*, ред., *Земная кора и верхняя мантия*, «Мир», М., 1972].
51. Santó T., Division of the Pacific area into seven regions in each of which Rayleigh waves have the same group velocities, *Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ.* **41**, pp. 719—741, 1963.
52. Sató Y., Attenuation, dispersion and wave guide of the G-wave, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **48**, pp. 231—251, 1958.
53. Schwab F. A., Surface wave dispersion computations: Knopoff's method, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **60**, pp. 1491—1520, 1970.
54. Schwab F. A., Knopoff L., Surface wave dispersion computations, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **60**, pp. 321—344, 1970.
55. Schwab F. A., Knopoff L., Surface waves on multilayered anelastic media, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **61**, pp. 893—912, 1971.
56. Thatcher W., Brune J. N., Higher mode interference and observed anomalous apparent Love wave phase velocities, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 6603—6611, 1969.
57. Thomson W. T., Transmission of elastic waves through a stratified solid medium, *J. Appl. Phys.*, **21**, pp. 89—93, 1950.
58. Toksöz M. N., Anderson D. L., Phase velocities of long-period surface waves and structures of the upper mantle, I, Great-circle Love and Rayleigh wave data, *J. Geophys. Res.*, **71**, pp. 1649—1658, 1966.
59. Warren D. H., Transcontinental geophysical survey (35°—39°N): Seismic refraction profiles of the crust and upper mantle from 100° to 112°W longitude, *U.S. Geol. Survey Map*, I-533-D, 1968a.
60. Warren D. H., Transcontinental geophysical survey (35°—39°N), Seismic refraction profiles of the crust and upper mantle from 87° to 100°W longitude, *U.S. Geol. Survey Map*, I-534-D, 1968b.

# РАЗРЫВЫ И ТЕЧЕНИЯ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

К. Моги

(Институт по изучению землетрясений, Токийский университет, Токио, Япония)

Усовершенствование лабораторной аппаратуры позволило количественно исследовать связь между напряжениями и деформациями в широком диапазоне условий, соответствующих реальным геологическим процессам. Особое внимание было уделено прочности и пластичности пород под воздействием сложных напряжений.

Влияние гидростатического сжатия на предел прочности пород на разрыв довольно близко выражается критерием Кулона. Исключение составляют некоторые породы, чрезвычайно резко реагирующие на изменение давления, пока оно невелико. Это можно приписать закрыванию трещин. Однако результаты испытаний на сжатие в новой установке, создающей разные напряжения по трем главным осям, показали, что обычные критерии разрыва — Кулона, Мора и Гриффита — не вполне применимы и большую роль играет промежуточное из главных напряжений.

Поведение пород в условиях сложной системы напряжений точно соответствует новому критерию разрыва, представляющему обобщение критерия Мизеса. Как наименьшее сжатие  $\sigma_3$ , так и промежуточное сжатие  $\sigma_2$  влияют не только на прочность на разрыв, но и на предел текучести. Пластичность пород резко возрастает при увеличении  $\sigma_3$ , но уменьшается при увеличении  $\sigma_2$ . Переход от хрупкого состояния к пластическому можно объяснить с помощью гипотезы Орована, согласно которой деформации после порога текучести происходят за счет катакластического течения, связанного с дроблением. Однако эта гипотеза неприменима в случае, когда перед разрывом и после достижения порога текучести происходят большие однородные деформации.

Обсуждаются работы, посвященные влиянию других параметров окружающей среды. Рассматриваются факторы, способствующие ослаблению и дроблению пород в условиях, по-видимому, характерных для глубин Земли, в связи с гипотезой разрыва пород как причины землетрясений.

## ВВЕДЕНИЕ

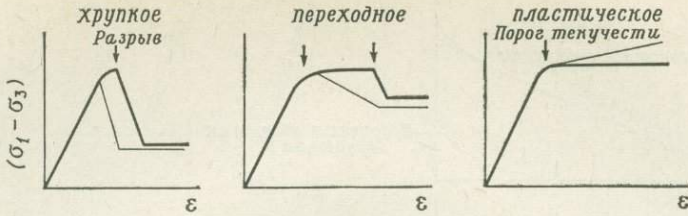
Изучение деформаций пород в лаборатории может дать представление о том, как этот процесс протекает в естественных условиях. Мы не знаем количественного распределения напряжений в Земле и редко можем непосредственно наблюдать процесс деформации. Поэтому динамику этого процесса приходится изучать в лаборатории, стараясь достичь максимального приближения к естественным условиям. В частности, за последнее десятилетие возрос интерес к землетрясениям и некоторым другим тектоническим процессам, что привлекло внимание к вопросу о разрывах и течении в породах. Здесь будут описаны и критически разобраны лабораторные исследования прочности и пластичности горных пород под действием сложных статических напряжений. Влияние параметров окружающей среды на породы рассматривается также в связи с вопросом о возникновении землетрясений.

За последние годы этой теме было посвящено много работ. Фундаментальное значение имел сборник «Деформации пород», вышедший в 1960 г. [16]. Затем был опубликован обзор более поздних работ [18]. Обширную библиографию с оценкой работ содержит книга Джегера и Кука [30]. В настоящей статье мы обсудим главным образом реакцию пород на внешнюю статическую нагрузку в различных системах статических напряжений, имея в виду соотношение между напряжениями и деформациями.

## ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ДЕФОРМАЦИИ ГОРНЫХ ПОРОД

Обозначим через  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$  соответственно максимальное, промежуточное и минимальное главные напряжения и будем считать сжатие положительным. Важнейшие особенности реакции пород на внешние напряжения

## Поведение пород



Фиг. 1. Типичные кривые напряжения — деформации для горных пород.

отражает зависимость между напряжениями и деформациями, причем обычно по оси ординат отсчитывают разность напряжений  $\sigma_1 - \sigma_3$ , а по оси абсцисс — линейные деформации  $\epsilon$ . На фиг. 1 изображено несколько типичных кривых напряжения — деформации. Слева показан хрупкий разрыв, для которого характерны небольшие необратимые деформации и резкое падение напряжений в момент разрыва. Справа показано поведение пластичной среды, когда необратимые деформации перед разрывом велики. На среднем графике изображен промежуточный случай. Одна и та же порода может вести себя как хрупкая при низких гидростатических сжатиях и как пластичная при высоких температурах и давлениях. Эти кривые соответствуют различным типам наблюдаемого поведения деформируемых пород, а именно разрыву и равномерному течению [16]. Перечисленные ниже параметры представляют собой важные количественные характеристики процесса деформации. Некоторые из них схематически представлены на фиг. 2.

1. *Напряжение разрыва (или прочность на разрыв)* равно разности напряжений в момент разрыва.

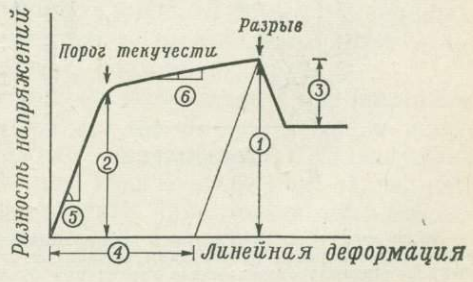
2. *Порог текучести* равен разности напряжений в момент возникновения пластических деформаций и характеризуется резким изломом кривой напряжения — деформации. Однако для большинства пород определенная точка излома отсутствует, и поэтому за порог текучести принимают разность напряжений при появлении малых (порядка 0,2%) пластических деформаций.

3. *Спад напряжений при разрыве.*

4. *Пластичность* качественно определяют, как способность вещества претерпевать без разрыва большие пластические деформации. Общепринятой количественной меры пластичности, по-видимому, нет. Хандин [18] предложил в качестве меры относительной пластичности принять полную величину пластических деформаций перед разрывом. Согласно определению Херда [23], породы относятся к *хрупким*, когда максимальные деформации перед разрывом не достигают 3%, к *переходным* при деформациях от 3 до 5% и к *пластичным* при деформациях больше 5%.

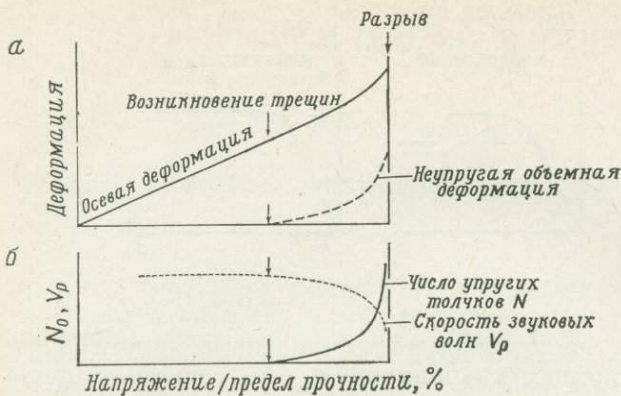
5. *Модули упругости* породы определяются по начальному наклону кривой напряжения — деформации или, более точно, по наклону кривой разгрузки и повторных нагрузок.

6. *Коэффициент упрочнения* определяется по наклону кривой напряжения — деформации после порога текучести.



Фиг. 2. Некоторые важные параметры процесса деформации горных пород.

1 — напряжение разрыва; 2 — напряжение порога текучести; 3 — спад напряжений; 4 — пластическая деформация; 5 — упругая постоянная; 6 — коэффициент упрочнения деформации.



Фиг. 3. Деформации в неоднородной хрупкой породе. а — идеализированная кривая напряжения — деформации; б — зависимость числа микроразрывов и скорости звуковых волн от напряжения.

7. Угол разрыва представляет собой угол между плоскостью разрыва и осью наибольшего главного напряжения  $\sigma_1$ .

8. Упрочнение.

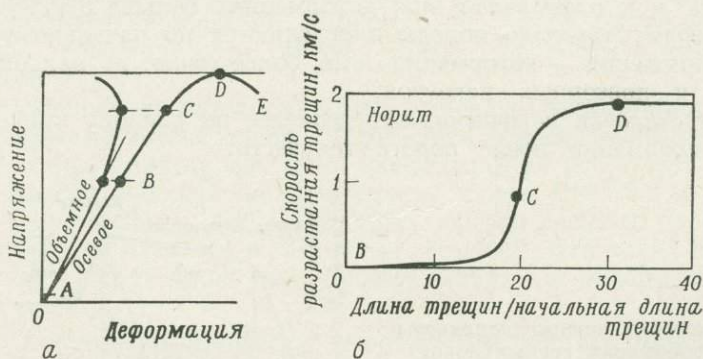
9. Микротолчки — ряд упругих толчков, сопровождающих появление микроразрывов.

Процессы деформации пород изучают, опираясь на измерения перечисленных параметров в разнообразных условиях.

На фиг. 3 изображена кривая нелинейных деформаций и изменения некоторых механических параметров, характерные для неоднородных пород при образовании в них хрупкого разрыва. Такие явления, как упругие толчки, сопровождающие микроразрывы [37, 51, 62], нарастание неупругих объемных деформаций [34, 5], снижение скорости звуковых волн [33, 65] и изменение электропроводности [7], свидетельствуют о специфическом процессе образования микротрещин перед главным разрывом. Микротолчки во многом зависят от структурной неоднородности пород [37].

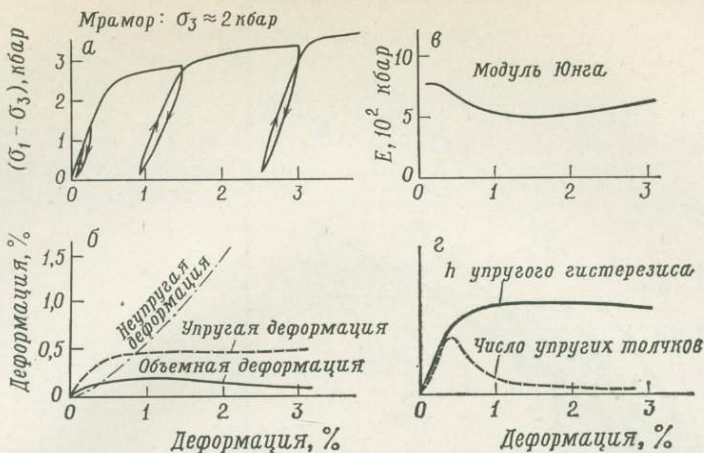
Процесс деформации хрупких пород при сжатии распадается на несколько этапов [3, 1]: замыкание трещин (отрезок *OA* на фиг. 4, а); линейные упругие деформации (*AB*); равномерное разрастание трещин (*BC*); неравномерное разрастание трещин (*CD*) и разрыв. На фиг. 4, б показана скорость разрастания трещин на этих этапах [1].

На фиг. 5 показаны изменения некоторых механических параметров при деформации мрамора под давлением при гидростатическом сжатии 2 кбар. Кривая деформаций (фиг. 5, а) типична для пластического состояния вещества. Используя измерители электрического сопротивления и деформаций удалось получить характерную форму кривой деформации при нагрузке и разгрузке и при больших гидростатических сжатиях. Остальные



Фиг. 4.

а — связь между напряжениями и деформациями при одноосном сжатии для хрупких пород; б — зависимость скорости разрастания трещин от отношения их текущей длины к первоначальной. Точки на кривых, обозначенные латинскими буквами, разграничивают четыре стадии разрыва [1].



Фиг. 5. Изменения некоторых механических параметров при сжатии мрамора в условиях гидростатического давления 2 кбар.

а — кривая напряжения — деформации; б — соотношение упругих, неупругих и объемных деформаций; в — модуль Юнга; г — число упругих толчков  $N$ , сопровождающих появление микроразрыва, и отношение  $h$  энергии, рассеиваемой при упругом гистерезисе, ко всей энергии деформаций.

графики отражают зависимость от осевых деформаций для отдельных параметров: модуля Юнга (фиг. 5, в); упругих и неупругих линейных деформаций и объемных деформаций (фиг. 5, б); количества микротолчков; отношения  $h$  энергии, рассеиваемой при упругом гистерезисе, ко всей энергии упругих деформаций (фиг. 5, г). Наблюдаемые изменения свидетельствуют о заметной роли микроразрывов у порога текучести. Однако при давлениях выше 2 кбар поведение пород приближается к идеально пластическому.

### ПРОЧНОСТЬ ПОРОД

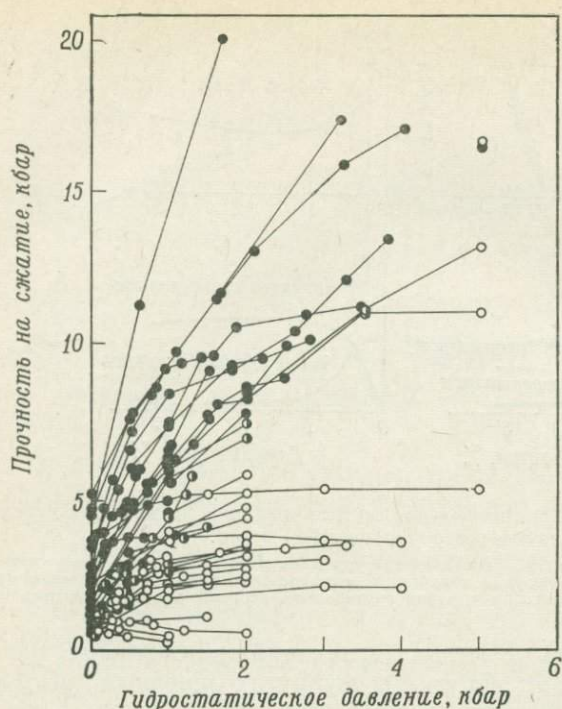
Напряженное состояние описывают тремя главными напряжениями  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$ . Мы будем рассматривать условия разрушения тела, исходя из того, что напряжения у порога текучести или при разрыве можно представить в виде

$$\sigma_1 = f(\sigma_2, \sigma_3)$$

для заданной среды и при постоянстве температуры, темпа нарастания напряжений и т. д. Здесь мы примем, что величина напряжений при разрушении пород не зависит от хода нарастания напряжений [66, 8].

Чтобы установить условия разрушения, проводились многочисленные испытания при различных напряженных состояниях. Системы напряжений делятся на однородные и неоднородные. При неоднородных напряжениях легко воспроизвести сложное напряженное состояние, но в этом случае оценка разрушающих напряжений может содержать большую погрешность, так как напряжения приходится рассчитывать, исходя из теории упругости, и неизвестно влияние градиента напряжений. Поэтому для количественных оценок нужны точные измерения в условиях сложной системы однородных напряжений. Много измерений этого типа проведено с помощью разработанной Карманом методики испытаний по трем осям.

Напряжения разрыва пород при условной системе сжатия или растяжения по трем осям ( $\sigma_1 > \sigma_2 = \sigma_3$  или  $\sigma_1 = \sigma_2 > \sigma_3$ ). Точная методика измерения сжатий по трем осям была разработана Карманом в 1911 г. Цилиндрический образец породы, находящийся под гидростатическим давлением, подвергался осевому сжатию, так что два главных напряжения были равны. Ввиду указанного ограничения мы называем эту методику *условной* системой сжатий по трем осям в отличие от *реальной* системы, в которой все три



Фиг. 6. Отношение между прочностью на сжатие и гидростатическим давлением для сухих образцов пород при комнатной температуре.

Темные кружки соответствуют хрупкому состоянию, наполовину зачерненные — переходному, светлые — пластическому.

главных напряжения различны. (Такую систему Джегер и Кук [30] называют многоосной.) За последние три десятилетия были сконструированы приборы, позволяющие очень точно измерять напряжения и деформации в условиях трехосных испытаний. В частности, следует отметить измеритель давления, помещаемый внутри камеры высоких давлений [59], и непосредственное измерение деформаций с помощью электродеформометра [34]. Кроме того, для точного измерения разрушающих напряжений важно добиться однородного распределения напряжений в образце и особенно важно избегать отклонений от однородности у торцов образца. Для этой цели применялись идентичные специально подогнанные торцы [28] или новые устройства для вкладывания образца [3, 48, 40]. Однако влияние торцевой части образца становится пренебрежимо малым при гидростатическом давлении более 0,5 кбар для твердых пород [40].

На фиг. 6 изображена зависимость предела прочности ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ) от гидростатического давления  $\sigma_3$  по имеющимся данным об испытаниях при условной системе сжатий [40]. Черные кружки соответствуют хрупкому поведению образца, светлые — пластическому. При хрупком поведении прочность на сжатие заметно возрастает при увеличении гидростатического давления. Наблюдаемые соотношения соответствуют следующим эмпирическим формулам:

$$\sigma_1 = C_0 + C_1 \sigma_3^m \quad [48],$$

$$\sigma_1 - \sigma_3 = C_0 + \alpha \sigma_3^n \quad [39].$$

Предлагаемые критерии должны согласовываться с наблюдаемыми кривыми зависимости прочности от давления. В табл. 1 перечислены некоторые из критериев, применяемых в настоящее время многими исследователями. Отметим, в частности, что модификация критерия Гриффита с учетом трения в замкнутых трещинах была предложена Мак-Клинтоком и Уолшем [36]. Закон Кулона и эквивалентный ему модифицированный критерий Гриффита предсказывают линейное соотношение между  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ , тогда как критерий Гриффита дает параболическое соотношение. Кроме того, критерий

## Применяемые критерии разрыва

1. Кулона	$\tau = \tau_0 + \mu \sigma_n$ $\tau = f(\sigma_n)$ $(\sigma_1 - \sigma_3)^2 = 8T_0(\sigma_1 + \sigma_3), \text{ если } \sigma_1 - 3\sigma_3 > 0$ $(\sigma_1 - \sigma_3)(1 + \mu)^{1/2} + \mu(\sigma_1 + \sigma_3) = 4T_0$	[36]
2. Мора		
3. Гриффита		
4. Модифицированный Гриффита		
5. Мизеса	$\tau_{\text{oct}}^* = \text{const}$ $\tau_{\text{oct}} = C_1 \sigma_{\text{oct}}^{**} + C_2$ $\tau_{\text{oct}}^2 = 8T_0 \sigma_{\text{oct}}$	[10] [47]

$$* \tau_{\text{oct}} = \frac{1}{3} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]^{1/2}$$

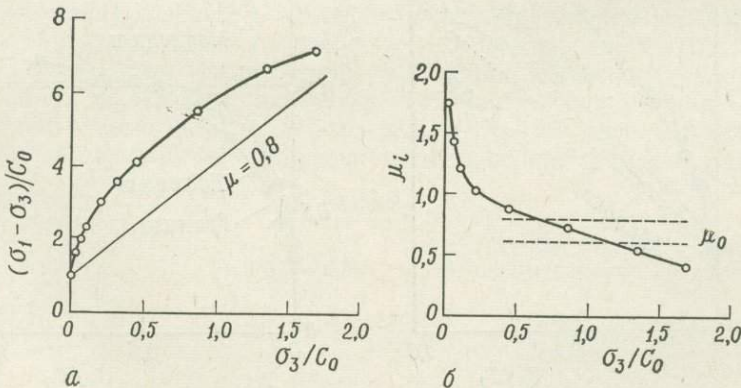
$$** \sigma_{\text{oct}} = \frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$$

рии 1—4 предсказывают или принимают, что главное промежуточное напряжение  $\sigma_2$  не влияет на прочность, тогда как формулы Мизеса учитывают влияние  $\sigma_2$ .

Брейс [3] тщательно измерял параметры хрупкого разрыва у некоторых пород и поставил вопрос о применимости критерия Кулона и модифицированного критерия Гриффита к очень хрупким породам. Хук [28] тоже сопоставил опубликованные данные о прочности пород при испытаниях по принятой системе сжатий по трем осям с этими критериями разрыва. Согласно указанным работам, первоначальная модель Гриффита не объясняет наблюдаемых изменений прочности при высоких давлениях, тогда как, приняв критерий Кулона или модифицированный критерий Гриффита, по-видимому, удастся объяснить большинство наблюдений, если считать, что коэффициент трения находится в интервале 0,5—1,0.

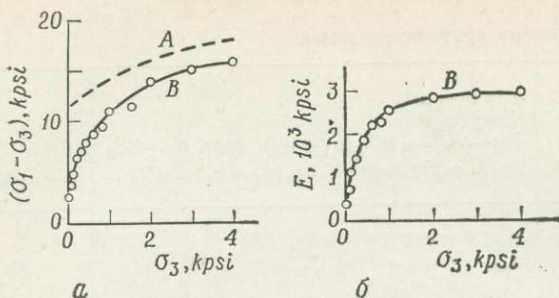
Тем не менее отмечаются случаи, когда критерий Кулона или модифицированный критерий Гриффита явно не применимы [5, 39, 40]. Так, представленная на фиг. 7, а экспериментальная кривая типа прочность — давление четко обращена вогнутостью вниз и при небольших давлениях прочность намного выше, чем следует из критерия Кулона. О неприменимости этого критерия свидетельствует и фиг. 7, б: коэффициент трения, вычисленный согласно модели Мора для гранитов Уэстерли, не согласуется с непосредственными измерениями, проведенными для них Байерли [11].

Экспериментальные данные [61] указывают на возможное объяснение такого аномального возрастания прочности при низком гидростатическом



Фиг. 7. Приведенная прочность на сжатие  $(\sigma_1 - \sigma_3)/C_0$  (а) и коэффициент внутреннего трения  $\mu$  в модели Мора (б).

Дана их зависимость от приведенного гидростатического давления  $\sigma_3/C_0$ . Прямая (фиг. 7, а) — критерий разрыва Кулона, или модифицированный критерий Гриффита при  $\mu = 0,8$ . На фиг. 7, б штриховые линии соответствуют рассчитанным значениям коэффициента трения, а кривая — измерениям [11] для гранитов Уэстерли.

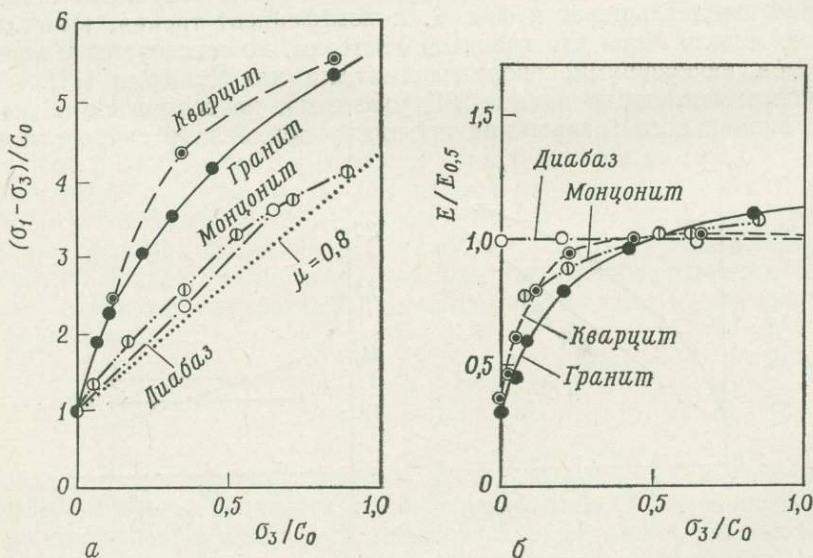


Фиг. 8. Прочность на сжатие (а) и тангенциальный модуль  $E$  при  $\sigma_1$ , равном половине предела прочности (б). Дана их зависимость от гидростатического давления (1 kpsi  $\approx$   $\approx$  0,070 кбар). А — недеформированный мрамор; В — мрамор, в котором границы между зернами разрушены нагреванием [61].

давлению. На фиг. 8 показано, как зависят от гидростатического сжатия прочность на сжатие (фиг. 8,а) и модуль сдвига (фиг. 8,б) при осевом напряжении, равном половине прочности. Кривая А на фиг. 8,а соответствует поведению недеформированного мрамора, кривая В — поведению мрамора, у которого границы между зернами были разрушены нагреванием. В первом случае соотношение прочность — давление почти линейно и примерно соответствует критерию Кулона с приемлемым значением коэффициента трения. Во втором случае кривая прочность — давление anomalously резко возрастает при низком гидростатическом давлении, как и у гранитов Уэстерли на фиг. 7. Таким образом, можно полагать, что anomalously резкое возрастание прочности при низких давлениях связано с дроблением пород.

Фиг. 9 подкрепляет такую интерпретацию. Для монцонита и диабаз, прочность которых возрастает линейно (фиг. 9,а), соответствующие значения модуля Юнга почти не зависят от давления (фиг. 9,б). С другой стороны, для гранитов и кварцитов, прочность которых возрастает по кривой (фиг. 9,а), соответствующие значения модуля Юнга увеличиваются с увеличением давления. Как правило, такое возрастание модуля Юнга связывают с закрытием трещин. Из сказанного сделан вывод, что критерий Кулона, как правило, применим к хрупким породам, лишенным трещин, а отклонения от него при низких давлениях могут быть вызваны закрытием трещин [39].

Критерий Гриффита, как и его модификация, относится скорее к напряжению, вызывающему разрастание трещин, чем к напряжению разрыва.

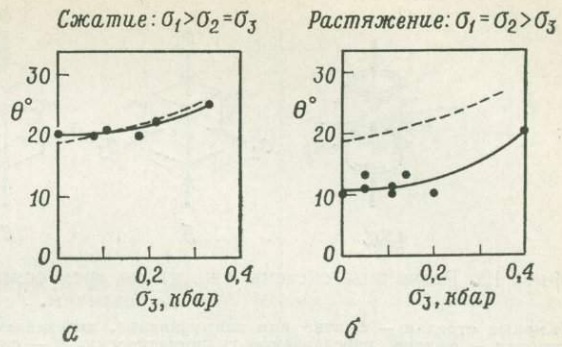


Фиг. 9. Зависимость прочности на сжатие (а) и модуля Юнга  $E$  (б) от гидростатического давления для кварцита Чешир, гранита Уэстерли, диабаз Фредерик и монцонита Орикейб.

$\sigma_0$  — прочность при одноосном сжатии;  $E_{0,5}$  — модуль Юнга при гидростатическом давлении 0,5 кбар [4, 38, 40]. Точечный пункт на фиг. 9,а — критерий Кулона при  $\mu = 0,8$ .

Фиг. 10. Зависимость угла разрыва  $\theta$  от гидростатического давления  $\sigma_3$  при условном трехосном сжатии (а) и растяжении (б) для доломита Данхем.

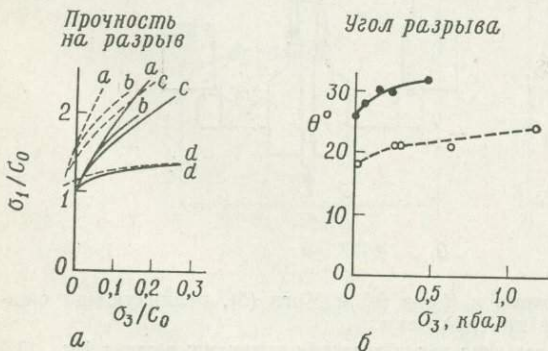
Сплошная линия! — наблюдения; пунктирная линия — значения, рассчитанные по формуле Мора и данным о прочности.



Как отмечалось в предыдущем разделе, напряжение, вызывающее появление трещин, заметно меньше напряжения при разрыве. По мнению Полдинга [56], эти критерии относятся к появлению трещин, а не к разрыву.

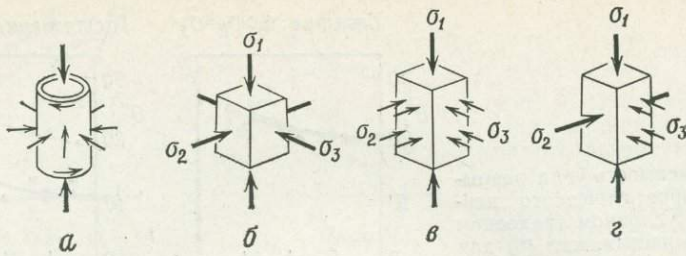
Критерий Мора, согласно которому сдвиговые напряжения при образовании разрыва зависят только от напряжения, нормального к плоскости разрыва, но не от  $\sigma_2$ , позволяет установить угол разрыва по кривой прочность — давление. Пол и Гангал считали [55], что угол разрыва можно определить, исходя из того, что плоскость разрыва пересекает образец по диагонали. Однако тщательные измерения показали [40] хорошее соответствие с отношением Мора (фиг. 10,а). Правда, как видно на фиг. 10,б, модель Мора не согласуется с данными испытаний на растяжение [42]. Как будет показано ниже, эта трудность, возможно, объясняется основным (упомянутым выше) допущением в критерии Мора — независимостью напряжений разрыва от  $\sigma_2$ . Это допущение как у Мора, так и в других современных критериях разрушения пород было предметом многочисленных споров. Проводились эксперименты, при которых изучалось влияние  $\sigma_2$  на разрыв и сопоставлялись испытания на сжатие и растяжение [2, 19, 23, 3, 53, 48, 21, 42]. Однако результаты этих испытаний не согласовывались, поскольку точность измерения напряжений разрыва при растяжениях была невелика. На фиг. 11 представлены данные весьма тщательных измерений [42, 48]: и прочность на разрыв, и угол разрыва при сжатиях и растяжениях явно различны для большинства образцов при одних и тех же значениях  $\sigma_2$ . Следовательно,  $\sigma_2$  заметно влияет на прочность и угол разрыва. Чтобы полнее изучить это влияние, нужны испытания для более общего напряженного состояния.

Напряжения разрыва горных пород в реальной системе сжатия по трем осям ( $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ ). До последнего времени не проводилось точных измерений общего трехосного напряженного состояния, поскольку трудно добиться однородности такого состояния. На фиг. 12 показаны принципиальные схемы экспериментальных методов, используемых для этой цели. Впервые удалось получить удовлетворительные результаты на основе схем в и г, разработанных



Фиг. 11. [Сравнение данных испытаний на сжатие и растяжение.]

Слева: зависимость приведенного напряжения разрыва ( $\sigma_1/C_0$ ) от приведенного гидростатического давления ( $\sigma_3/C_0$ ).  $C_0$  — прочность при одноосном сжатии. а — гранит Уэстерли; б — доломит Данхем; с — песчаник Дарли-Дейл; д — известняк Зольхофен. Данные по песчанику из [48]. Справа: сопоставление углов разрыва  $\theta$  при сжатии и растяжении известняка Зольхофен. Сплошная кривая — сжатие, пунктирная кривая — растяжение.



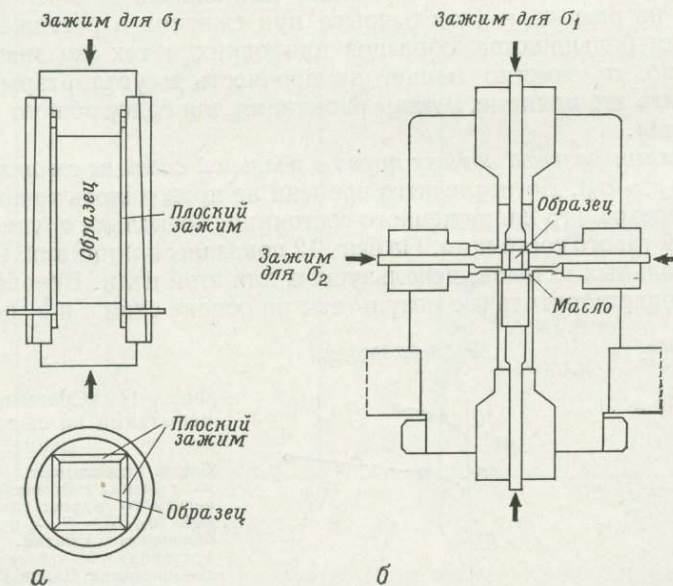
Фиг. 12. Различные системы сжатия по трем осям, где все три главных напряжения различны.

Жирные стрелки — сжатие или закручивание, передаваемое твердыми концами поршня; тонкие стрелки — сжатие, передаваемое гидростатически. *a* — сжатие и закручивание полого цилиндра в условиях гидростатического давления [21]; *b* — сжатие по трем осям, осуществляемое тремя твердыми поршнями [50]; *v* — сжатие по одной оси твердым поршнем и боковое сжатие двумя парами плоских медных зажимов [29]; *z* — сжатие по трем осям: две пары твердых поршней и гидростатическое давление [43].

ных Ходжемом и Куком [29] и Моги [43, 44, 45]. Схемы использовавшихся рабочих ячеек с трехосным сжатием показаны на фиг. 13. В ячейке Ходжема и Кука (фиг. 13, *a*) напряжения  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$  передавались независимо двумя парами плоских медных домкратов. В ячейке Моги (фиг. 13, *b*) напряжение  $\sigma_3$  передавалось жидкостью, а  $\sigma_2$  — боковыми поршнями, поскольку  $\sigma_2$  влияет на напряжение разрыва обычно гораздо меньше, чем  $\sigma_3$ . В методике Ходжема и Кука применение больших боковых напряжений, по-видимому, затруднено ввиду ограниченной прочности тонкой, гибкой медной мембраны в плоском домкрате. В методике Моги максимальное горизонтальное сжатие ограничено не столь существенно.

На фиг. 14 показана зависимость напряжения разрыва  $\sigma_1$  от  $\sigma_2$ , полученная Ходжемом и Куком [29]. Мы видим, что влияние  $\sigma_2$  заметно, хотя оно и намного меньше, чем влияние  $\sigma_3$ . Однако незначительный объем полученных данных не позволяет сделать дальнейшие выводы.

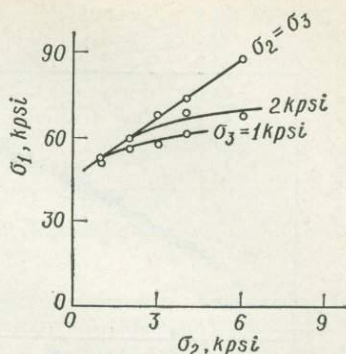
На фиг. 15 показаны некоторые данные, полученные по методике Моги [45]. И здесь видна зависимость напряжения разрыва от  $\sigma_2$ . Различные



Фиг. 13. Схемы рабочих ячеек Ходжема и Кука (*a*) и Моги (*b*), реализующих сжатие по трем осям.

В схеме фиг. 13, *a* напряжения  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$  передаются двумя плоскими зажимами; в схеме фиг. 13, *b*  $\sigma_3$  передается гидростатически, а  $\sigma_2$  — с помощью боковых поршней.

Фиг. 14. Зависимость напряжения разрыва  $\sigma_1$  от промежуточного главного напряжения  $\sigma_2$  для долирита Карру [29].



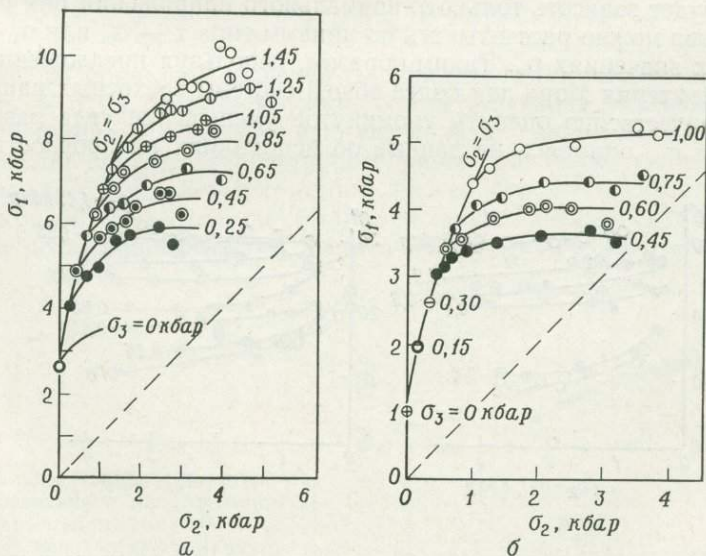
значки на кривых соответствуют различным значениям  $\sigma_3$ . Мы видим, что разным породам отвечают сходные кривые.

Существующие критерии разрыва (табл. 1) не позволяют согласовать эти напряжения разрыва, наблюдаемые для разных систем напряжений. Удовлетворительным представляется следующий критерий, полученный как обобщение критерия Мизеса:

$$\tau_{\text{oct}} = f(\sigma_1 + \sigma_3).$$

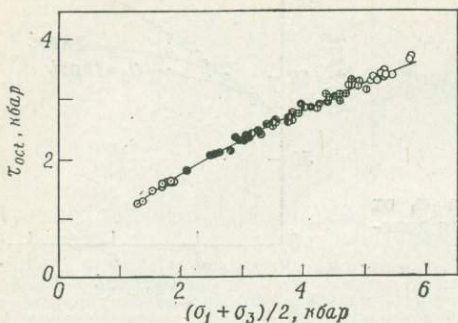
Эта новая формула может быть проверена с помощью фиг. 16, где нанесены значения октаэдрического напряжения  $\tau_{\text{oct}}$  в зависимости от  $(\sigma_1 + \sigma_3)/2$ . Кружки, соответствующие различным сложным напряженным состояниям, сливаются в одну линию. Следовательно, данная формула пригодна в качестве критерия разрыва.

На фиг. 17 показано влияние  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$  на прочность, рассчитанное Уиболсом и Куком [69]; согласно их гипотезе, прочность определяется некоторым максимальным значением освобождающейся эффективной энергии сдвиговых деформаций. Полученные кривые рассчитаны для коэффициента трения, равного единице. Интересно отметить, что эти теоретические кривые похожи на наблюдаемые экспериментально и согласуются с предложенным выше новым критерием разрыва.



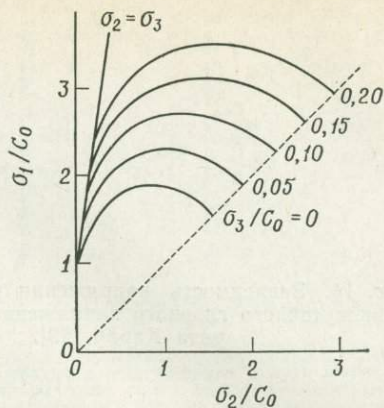
Фиг. 15. Зависимость напряжения разрыва  $\sigma_1$  от промежуточного главного напряжения  $\sigma_2$  для доломита Данхем (а) и трахита Мицухо (б).

Различным значкам соответствуют разные значения (в кбар) минимального главного напряжения  $\sigma_3$ .



Фиг. 16. Зависимость октаэдрического касательного напряжения при разрыве  $\tau_{\text{ост}}$  от  $(\sigma_1 + \sigma_3)/2$  для доломита Данхем.

Различным значкам соответствуют разные значения минимального главного напряжения  $\sigma_3$ .

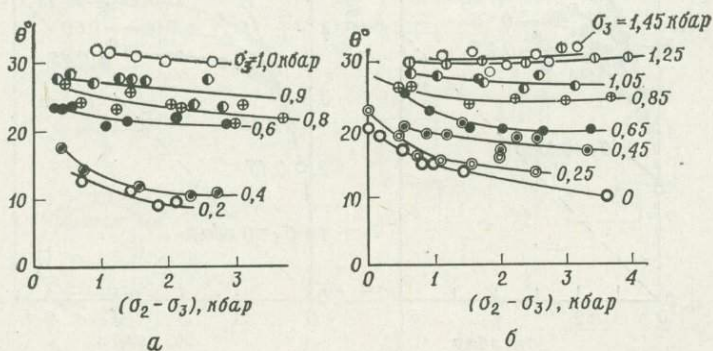


Фиг. 17. Влияние минимального и промежуточного главных напряжений ( $\sigma_3$  и  $\sigma_2$ ) на напряжение разрыва  $\sigma_1$  горных пород, согласно модели Уйболса и Кука [69] для эффективной энергии сдвиговых деформаций.

$C_0$  — прочность при одноосном сжатии.

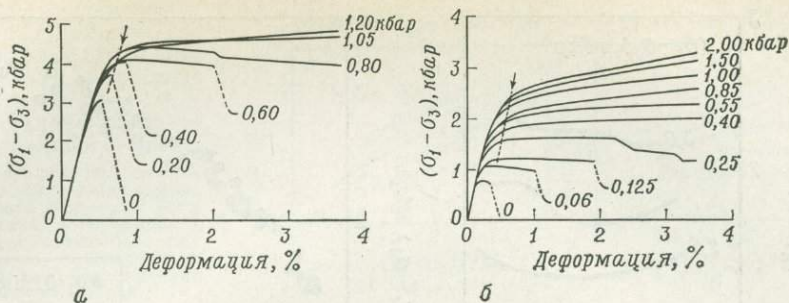
Как уже упоминалось, угол разрыва при условной системе сжатий по трем осям можно описать кривой типа прочность — давление, согласующейся с соотношением Мора (фиг. 10). Однако соотношение Мора перестает служить при более общем напряженном состоянии с наличием растяжений. На фиг. 18 изображены углы разрыва как функция ( $\sigma_2 - \sigma_3$ ); разные кружки соответствуют различным значениям  $\sigma_3$ . Плоскость разрыва параллельна оси  $\sigma_2$ , а угол разрыва  $\theta$  возрастает при увеличении  $\sigma_3$ , но убывает при увеличении  $\sigma_2$ . Нельзя ли, исходя из наблюдаемых значений прочности, предсказать наблюдаемые углы разрыва, и особенно их зависимость от  $\sigma_2$ ?

Если прочность на сдвиг зависит только от нормального напряжения  $\sigma_n$ , то угол разрыва можно определять из соотношения между  $\tau$  и  $\sigma_n$  или между  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  согласно критерию Мора. Однако мы видели, что экспериментальные данные свидетельствуют и о зависимости прочности на сдвиг от  $\sigma_2$ . Если в ходе испытаний  $\sigma_2$  сохраняется постоянным, то прочность на сдвиг действительно будет зависеть только от нормального напряжения или  $\sigma_3$  и тогда угол разрыва можно рассчитывать по кривым типа  $\tau - \sigma_n$  или  $\sigma_1 - \sigma_3$  при постоянных значениях  $\sigma_2$ . Таким образом, используя предложенную модификацию критерия Мора для более общей системы трехосных напряжений, можно количественно оценить упомянутое уменьшение угла разрыва при увеличении  $\sigma_2$ , опираясь на данные об испытаниях на прочность. Анало-



Фиг. 18. Зависимость угла разрыва  $\theta$  от промежуточного главного напряжения  $\sigma_2$  для известняка Зольнхофен (а) и доломита Данхем (б).

Различным значкам соответствуют разные значения (в кбар) минимального главного напряжения.



Фиг. 19. Кривые типа напряжения — деформации для известняка Зольнхофен (а) и мрамора Ямагути (б) при различных гидростатических давлениях (в кбар). Напряжение порога текучести у известняка почти не зависит от давления, но у мрамора заметно возрастает при увеличении давления.

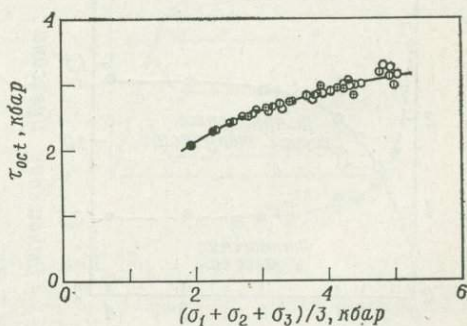
гично можно объяснить и различие в применимости критерия Мора к испытаниям на сжатие и на растяжение (фиг. 10).

*Порог текучести пород в реальной системе трехосного сжатия.* Порог текучести горных пород часто не выражен резко, но иногда его можно определить. Обычно его определяют либо как разность напряжений в точке излома кривой напряжения — деформации, либо как разность напряжений при небольшой пластической деформации. В нашем случае различие между этими двумя определениями не существенно. На фиг. 19,а показаны кривые типа напряжения — деформации для известняков Зольнхофен при различных гидростатических давлениях при условной системе напряжений. Порог текучести здесь почти не зависит от давления и применим критерий текучести Треска или Мизеса. На фиг. 19,б показаны аналогичные кривые для мрамора Ямагути; мы видим, что при возрастании гидростатического давления заметно возрастает порог текучести, так что в данном случае этот критерий Треска или Мизеса уже явно неприменим.

Мы измеряли порог текучести описанным выше методом [45] (испытания в реальной системе трехосного сжатия). Влияние  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$  оказалось заметным для доломита Данхем и мрамора Ямагути и пренебрежимо мало для известняка Зольнхофен. В целом все значения порога текучести хорошо укладываются в следующую эмпирическую формулу, представляющую обобщение критерия Мизеса:

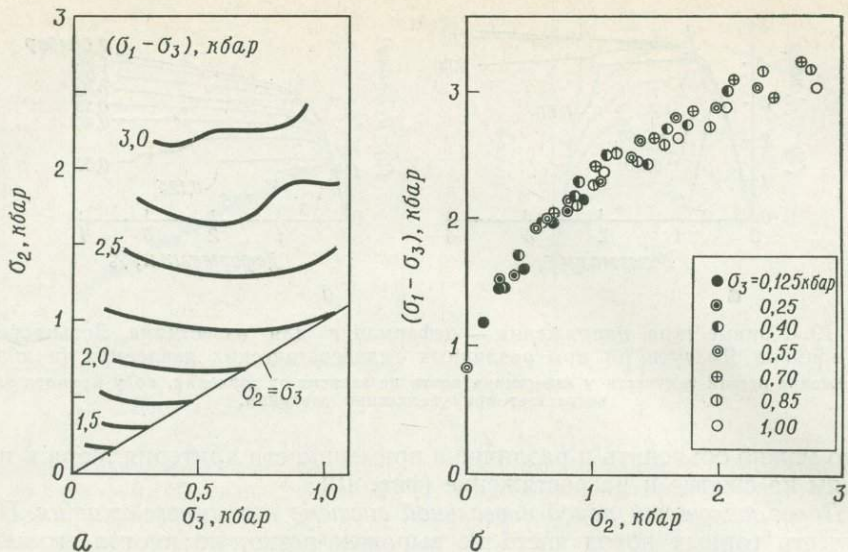
$$\tau_{\text{oct}} = f(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3).$$

На фиг. 20 приведены значения  $\tau_{\text{oct}}$  для порога текучести в зависимости от  $(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3$ . Разные кружки, соответствующие различным напряженным состояниям, образуют единую кривую. Таким образом, данная формула может служить удовлетворительным критерием текучести пород; ее частным случаем является критерий Мизеса, соответствующий нулевому наклону кривой. Эта формула была уже давно предложена Надаи [49] и другими исследователями без достаточного эмпирического обоснования.



Фиг. 20. Зависимость октаэдрического касательного напряжения  $\tau_{\text{oct}}$  от среднего напряжения  $(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3$  для доломита Данхем.

Различным значкам соответствуют разные значения минимального главного напряжения  $\sigma_3$ .



Фиг. 21.

а — зависимость изолиний напряжения порога текучести  $(\sigma_1 - \sigma_3)$  (в кбар) от минимального  $\sigma_3$  и промежуточного  $\sigma_2$  главных напряжений для мрамора Ямагути; б — зависимость напряжения порога текучести  $(\sigma_1 - \sigma_3)$  от  $\sigma_2$ . Различным значкам соответствуют разные значения  $\sigma_3$ .

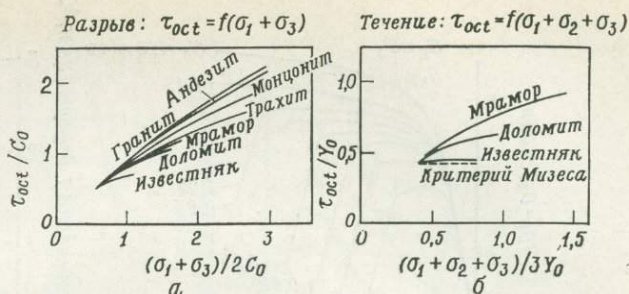
Наши опыты позволяют вывести еще одну очень простую эмпирическую формулу, характеризующую порог текучести. На фиг. 21,а показаны значения  $(\sigma_1 - \sigma_3)$  на пороге текучести в зависимости от  $\sigma_3$  и  $\sigma_2$ . Изолинии значений порога текучести почти параллельны оси  $\sigma_3$ . На фиг. 21,б приведены значения порога текучести для различных напряженных состояний в зависимости от  $\sigma_2$ . Из этих данных следует, что на порог текучести сильно влияет  $\sigma_2$ , но едва ли влияет  $\sigma_3$ . Указанная особенность может представлять интерес при низком гидростатическом давлении.

Шольц [62] установил, что высокая чувствительность к изменению давления сочетается с большими значениями отношения Пуассона в мраморе после начала пластического течения. Он высказал предположение, что очень слабая зависимость порога текучести от давления и отсутствие упрочнения при больших давлениях служат признаком полностью пластического течения; обратные явления — сильная зависимость порога текучести от давления и заметное упрочнение при малых гидростатических давлениях — служат признаком того, что при малых давлениях могут быть существенны катакластические (связанные с дроблением) деформации (фиг. 22). С другой



Фиг. 22. Зависимость порога текучести и отношения Пуассона (ось ординат справа) при напряжениях, соответствующих началу пластического течения, от гидростатического давления для мрамора [62].

Фиг. 23. Сводные данные о напряженном состоянии ряда пород при разрыве (а) и начале течения (б) в соответствии с обобщенным критерием Мизеса.  $C_0$  — прочность при сжатии по одной оси;  $Y_0$  — напряжение порога текучести (при пластических деформациях в 1%) при условиях трехосных испытаниях. Пунктирная линия (справа) соответствует критерию Мизеса.

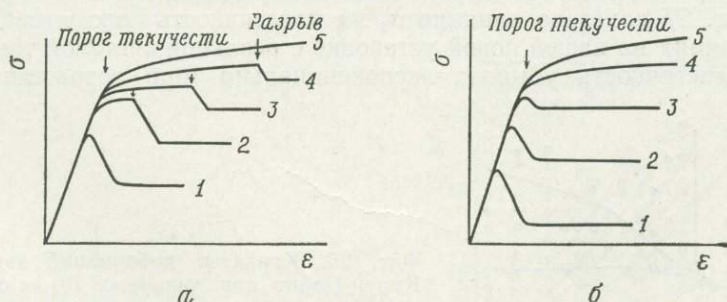


стороны, Патерсон [54] отмечает сильную зависимость порога текучести от давления при подвижках по граням и плоскостям двойникования некоторых кристаллов.

Сводные данные по критериям разрушения пород. На фиг. 23 приведена сводка данных о напряженном состоянии при разрыве (фиг. 23,а) и начале пластического течения (фиг. 23,б) для ряда пород, подвергаемых воздействию сложной системы напряжений, в соответствии с обобщенным критерием Мизеса. Физическая интерпретация этого критерия состоит в том, что разрыв или пластическое течение возникают, когда энергия деформаций достигает критической величины. Эта величина не постоянна, а монотонно возрастает вместе с эффективным средним нормальным напряжением. При разрыве сдвиговые смещения возникают в плоскости, параллельной направлению оси  $\sigma_2$ , и поэтому эффективное среднее нормальное напряжение составляет  $(\sigma_1 + \sigma_3)/2$ . Пластическое же течение не приурочено в какой-либо плоскости скольжения, и поэтому за меру эффективного среднего нормального напряжения принято среднее напряжение. Таким образом, различие в правой части обобщенных формул для разрыва и порога текучести получает разумное объяснение. Наклон кривых показывает, в какой степени разрушающее напряжение зависит от давления для данной породы. Частный случай кривой с нулевым наклоном представляет при этом критерий Мизеса.

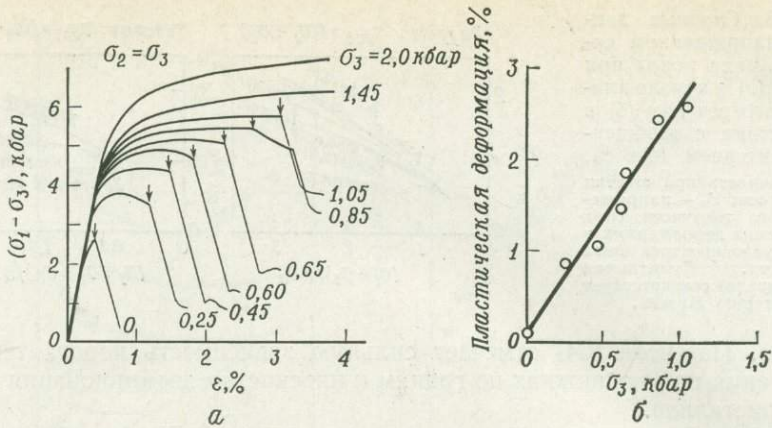
### ПЛАСТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ГОРНЫХ ПОРОД

Пластичность представляет собой одну из важнейших особенностей горных пород, подвергаемых деформациям при высоких температурах и давлениях. Согласно Хандину [18], пластичность определяется качественно, как способность пород претерпевать большие непрерывные деформации без разрыва. Единая количественная мера пластичности отсутствует, но в качестве абсолютной оценки использовалась величина полной пластической деформации перед разрывом или началом подвижки. Поведение пород (хрупкое или пластическое) характеризуют, пользуясь мерой, предложенной



Фиг. 24. Два типа пластических деформаций пород за порогом текучести.

Гидростатическое давление последовательно возрастает для кривых 1—5. а — разрыв происходит по достижении определенной величины пластических деформаций; б — разрыв возникает сразу у порога текучести.



Фиг. 25. Поведение доломита Данхем при условных трехосных нагрузках. а — кривая напряжения — деформации; б — зависимость пластических деформаций (до разрыва) от гидростатического давления.

Хердом [23]: образец считается хрупким, если перед разрушением максимальная деформация составляет меньше 3%, относится к переходному состоянию при деформациях от 3 до 5% и к пластическому при деформациях больше 5%. Этот критерий используется и в настоящей работе.

Поведение пород после порога текучести характеризуется двумя типами кривых (фиг. 24). Пластические деформации типа приведенных на фиг. 24,а после порога текучести происходят за счет однородных неупругих деформаций, а по достижении ими некоторой величины, возникает разрыв или сдвиговая подвижка. При деформациях типа приведенных на фиг. 24,б макроскопический разрыв возникает сразу у порога текучести, а в дальнейшем пластические деформации происходят за счет деформаций дробления (катакластических) или скольжения при трении. Приведенная выше мера пластичности соответствует деформациям, изображенным на фиг. 24,а.

*Пластичность горных пород при трехосных сжатиях.* Зависимость пластичности осадочных пород от давления при условной системе трехосных сжатий изучали Хандин и Хагер [19]. На фиг. 25 показана кривая типа напряжения — деформации для доломитов Данхем и зависимость пластичности от давления (данные из работы [45]). Пластичность (т. е. пластическая деформация до разрыва) линейно возрастает при увеличении гидростатического давления.

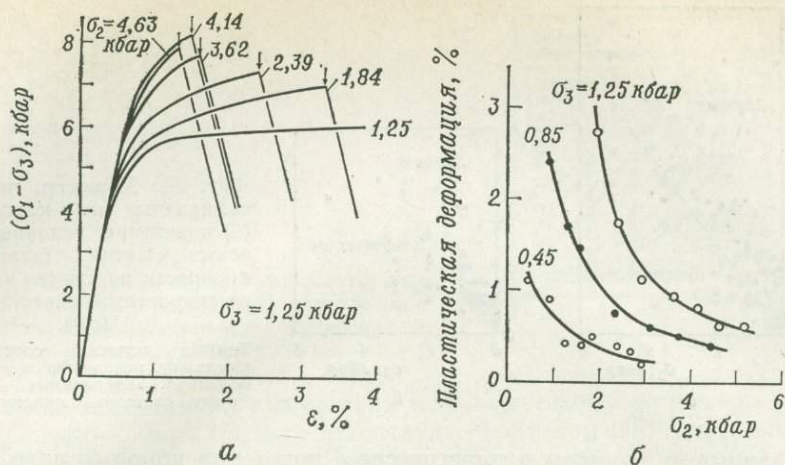
Донат [13, 14] изучал характер деформаций после порога текучести, пользуясь условной системой трехосных сжатий. На фиг. 26 показан характер деформаций известняка Кроун-Пойнт в зависимости от гидростатического давления. Однородные деформации нарастали приблизительно линейно вместе с давлением, а затем начинались сдвиговые разрывы.

На фиг. 27 показано влияние  $\sigma_2$  на пластичность доломитов Данхем при испытаниях на нашей новой установке с реальной системой трехосных сжатий; пластичность убывала экспоненциально (при возрастании  $\sigma_2$ ).



Фиг. 26. Характер деформаций известняка Кроун-Пойнт при условных ( $\sigma_2 = \sigma_3$ ) трехосных сжатиях.

Кривые ограничивают области с различным поведением породы [13]. 1 — упругая деформация; 2 — неупругая однородная деформация; 3 — хрупкое разрушение; 4 — пластическое разрушение.

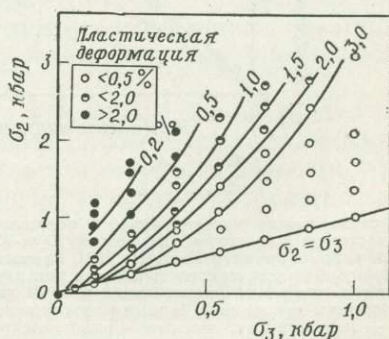


Фиг. 27. Испытания доломита Данхем при реальной системе трехосных сжатий. а — кривые типа напряжения — деформации при различных значениях промежуточного главного напряжения  $\sigma_2$  и минимальном главном напряжении  $\sigma_3 = 1,25$  кбар; б — зависимость пластических деформаций от  $\sigma_2$  (при различных значениях  $\sigma_3$ ).

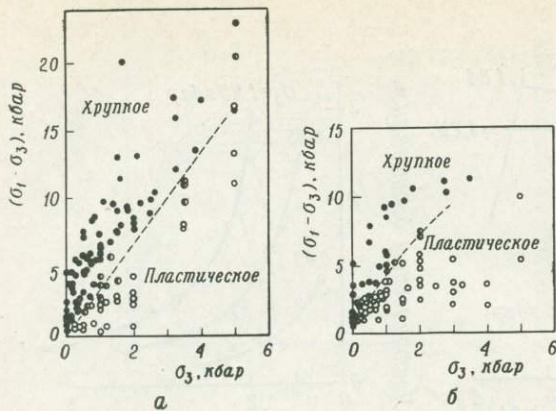
На фиг. 28 показана зависимость пластичности мрамора Ямагути от  $\sigma_3$  и  $\sigma_2$  [45]; изолинии равной пластичности проходят здесь примерно параллельно. Учитывая эту закономерность, пластичность можно приблизительно выразить, как функцию параметра  $(\sigma_3 - \alpha\sigma_2)$ .

Таким образом, пластичность резко возрастает при увеличении  $\sigma_3$ , но заметно убывает при увеличении  $\sigma_2$ . Это различное влияние  $\sigma_3$  и  $\sigma_2$  на пластичность, по-видимому, можно объяснить, проследив, как они влияют на напряжения разрыва, порог текучести и коэффициент упрочнения деформаций (который определяется наклоном кривой напряжения — деформации после порога текучести). Рассмотрим типичную кривую напряжения, например, на фиг. 2. Экспериментальные данные показывают, что порог текучести и коэффициент упрочнения деформаций, т. е. отрезок кривой перед разрывом, почти не зависят от минимального главного напряжения  $\sigma_3$ , а напряжение разрыва существенно возрастает при увеличении  $\sigma_3$ . Следовательно, пластичность возрастает при увеличении  $\sigma_3$ . С другой стороны, напряжения порога текучести и коэффициент упрочнения деформаций существенно и монотонно возрастают при увеличении промежуточного главного напряжения (более высокое значение  $\sigma_2$  требует большего напряжения для деформации породы), а прочность породы на разрыв не так сильно возрастает при увеличении  $\sigma_2$ . Поэтому пластичность уменьшается при увеличении  $\sigma_2$ .

Граница перехода от хрупкого состояния породы к пластическому. Хорошо известно, что пластичность возрастает при увеличении гидростатического давления и что породы переходят от хрупкого состояния к пластическому при определенном гидростатическом давлении. На фиг. 29 представ-



Фиг. 28. Зависимость величины пластических деформаций (в %) мрамора Ямагути непосредственно перед разрывом от минимального  $\sigma_3$  и промежуточного  $\sigma_2$  главных напряжений.



Фиг. 29. Характер поведения силикатных (а) и карбонатных (б) пород при условных трехосных сжатиях (зависимость прочности на сжатие  $(\sigma_1 - \sigma_3)$  от гидростатического давления  $(\sigma_3)$ ).

Темные кружки соответствуют хрупкому поведению породы, наполовину зачерненные — переходному, светлые — пластическому.

лены данные о хрупком и пластическом поведении пород (в виде зависимости прочности пород от гидростатического давления) при условной системе трехосных сжатий [39]. Обратим внимание на границу, которая разделяет области хрупкого и пластического состояний. Автор предположил, что почти линейную форму этой границы у силикатных пород (фиг. 29,а) можно объяснить гипотезой Орована [52] о трении в породах, а границу для карбонатных пород — другим механизмом, связанным с пластическим течением.

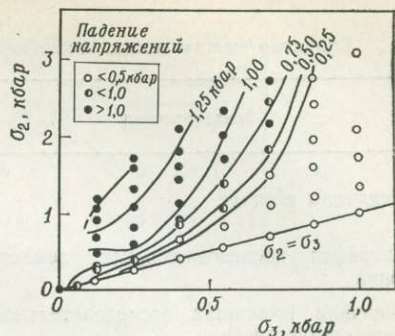
Орован [52] считает, что когда силы трения больше прочности пород, то подвижки по разрыву и соответствующий спад напряжений не могут иметь места и породы ведут себя как пластичные. С этой точки зрения Маурер [35], Мюррел [48], Моги [39] и Байерли [12] и рассматривали границу перехода от хрупкого состояния к пластическому.

Байерли [12] непосредственно измерял трение пород. На фиг. 30,а показана зависимость напряжений трения от нормального напряжения для некоторых пород. На фиг. 30,б даны области хрупкого (разрыв) и пластического (деформации 55%) состояний пород в зависимости от разности напряжений и гидростатического давления. Байерли пришел к выводу, что граница этих областей примерно совпадает с экспериментальной кривой А на фиг. 30,а и что, таким образом, гипотеза Орована о трении оправдывается для различных пород. Байерли отметил, что кривая трения, а следовательно, и гра-



Фиг. 30.

а — связь между касательными и нормальными напряжениями при трении. Кружки относятся к известняку Зольнхофен, известняку Оук-Холл, габбро Нахант, дуниту Спрус-Пайн, серпентиниту Кабрамура и граниту Уэстерли [12], крестики относятся к песчанику Дарли-Дейл [48]; б — области хрупкого и пластического поведения для пяти типов пород, характеризующиеся разрушающей разностью напряжений (вызывающей разрыв либо деформацию 5% у пластических образцов) и гидростатическим давлением. Черные кружки соответствуют хрупкому поведению, наполовину зачерненные — переходному, светлые — пластическому. Кривая А, разделяющая области хрупкого и пластического поведения, построена по данным о трении [12].



Фиг. 31. Зависимость спада напряжений при разрыве (изолинии в килобарах) для мрамора Ямагути от минимального  $\sigma_3$  и промежуточного  $\sigma_2$  главных напряжений.

ница перехода от хрупкого состояния к пластическому не зависит от типа пород. Однако кривая трения, полученная Мюррелом [48] для песчаников, имеет несколько иной вид, чем у Байерли, а Коиде и др. [32] получили заметно отличающиеся границы перехода для различных осадочных пород.

В противовес этим данным установлено много случаев, когда гипотеза о трении оказывается неприменимой. Она, безусловно, годится для объяснения перехода от хрупкого состояния к пластическому у пород, кривая деформации которых относится к типу изображенной на фиг. 24, б, т. е. когда пластические деформации после порога текучести происходят за счет течения пород благодаря их раздробленности или скольжению с трением. Но эта гипотеза неприменима к кривой, изображенной на фиг. 24, а, когда большие остаточные деформации перед разрывом происходят за счет однородных пластических деформаций. В последнем случае спад напряжений может произойти даже после больших остаточных деформаций, т. е. уже в пластическом состоянии, а каким будет поведение породы — хрупким или пластическим — зависит от разности между порогом текучести и напряжением разрыва. В предыдущих работах, по-видимому, допускалась некоторая путаница при определении состояния хрупкости и пластичности.

Величина пластической деформации и спад напряжений при разрыве представляют собой совершенно разные параметры, но тем не менее они хорошо коррелируются. Так, например, кривые спада напряжений (в зависимости от  $\sigma_3$  и  $\sigma_2$ ) на фиг. 31 весьма похожи на аналогичные кривые для пластических деформаций на фиг. 28. Следует подчеркнуть, что переход от хрупкого состояния к пластическому происходит не только при увеличении  $\sigma_3$ , но и при уменьшении  $\sigma_2$ . Чем больше  $\sigma_2$ , тем при большем гидростатическом давлении может произойти хрупкий разрыв.

### ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ СРЕДЫ НА ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ ПОРОД В СВЯЗИ С ПРОБЛЕМОЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Представление о связи механизма землетрясений с разрывами пород подкрепляется далеко идущей аналогией между особенностями землетрясений и разрыва пород в лабораторных условиях. Эту аналогию иллюстрирует табл. 2.

Правда, Орован [52], а также Григгс и Хандин [17] независимо друг от друга показали, что сухие образцы пород приобретают очень большую прочность и пластичность при давлениях, соответствующих большим глубинам. Вследствие этого на таких глубинах не могут возникать землетрясения, связанные с разломами, если только какие-либо факторы не обеспечивают там ослабления или дробления пород. Такого рода факторы исследовались экспериментально. Некоторые важные данные о них приводятся ниже.

Напряжение разрыва зависит от давления в порах пород. В основном это влияние можно объяснить, исходя из представления об эффективном

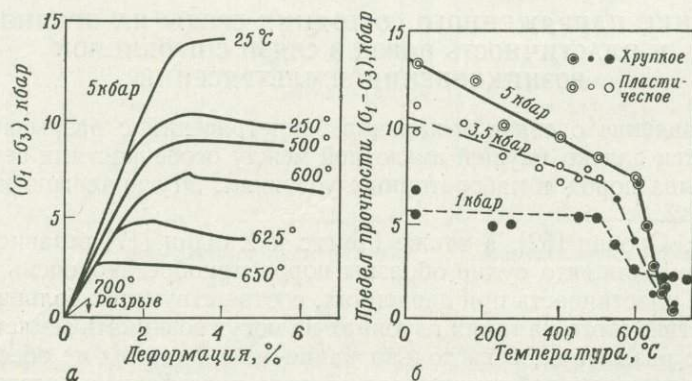
## Сходство между землетрясениями и разрывом пород в лабораторных условиях

Землетрясения	Разрыв в лабораторных условиях
Механизм в очаге	Характер разрывов при воздействии напряжений по трем осям
Миграция последовательных землетрясений	Последовательное образование трещин
Типичная временная последовательность серии землетрясений	Аналогичная последовательность при образовании трещин
Соотношение между магнитудой и повторяемостью землетрясений	Аналогичное соотношение в серии толчков, сопровождающих разрыв

давлении, введенном Терцаги [67, 60, 23, 20, 48, 6]. Так как давление в порах компенсирует гидростатическое сжатие, то породы могут остаться слабыми и хрупкими даже при очень большом гидростатическом давлении. Этим объясняют возникновение землетрясений при закачивании жидкости в глубокие скважины [22].

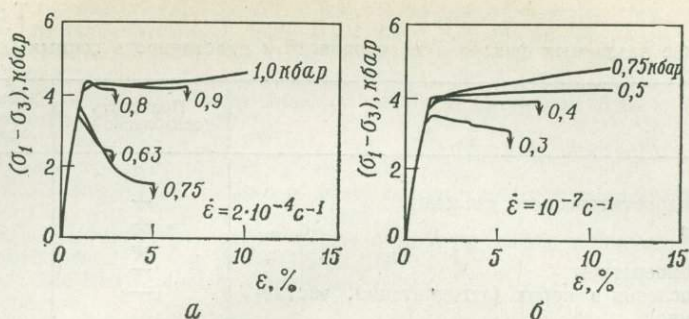
На фиг. 32 показано влияние вызванной разогревом дегидратации на разрушение серпентинита [57]. При гидростатическом давлении 5 кбар образец серпентинита становится очень хрупким и податливым по достижении температуры дегидратации. Это объясняли увеличением давления в порах, связанным с выделением воды при дегидратации, а также потерей прочности сцепления между зернами породы. Такой вывод очень важен для разработки модели землетрясения, вызванного разрывом на разломе. Проведенные опыты указывают на увеличение хрупкости при дегидратации. Тем самым теоретический максимум глубин, на которых возможен хрупкий разрыв, достигает уровня самых глубоких пород мантии, содержащих кристаллизационную воду. Влияние дегидратации изучалось рядом авторов [27, 58].

При сопоставлении лабораторных данных с данными изучения естественных процессов весьма существенным фактором является скорость деформаций; в природе она колеблется в очень широких пределах и во многих случаях может иметь чрезвычайно низкое значение. Уменьшение скорости деформаций ведет к ослаблению пород и переходу их в пластическое состояние. Этот эффект особенно четко выражен при высоких давлениях и температурах. На фиг. 33 представлены два ряда кривых типа напряжения —



Фиг. 32.

а — кривые типа напряжения — деформации для серпентинита Тамут-Понд при различных температурах (при гидростатическом давлении 5 кбар); б — зависимость предела прочности серпентинита от температуры (при различном гидростатическом давлении) [57].

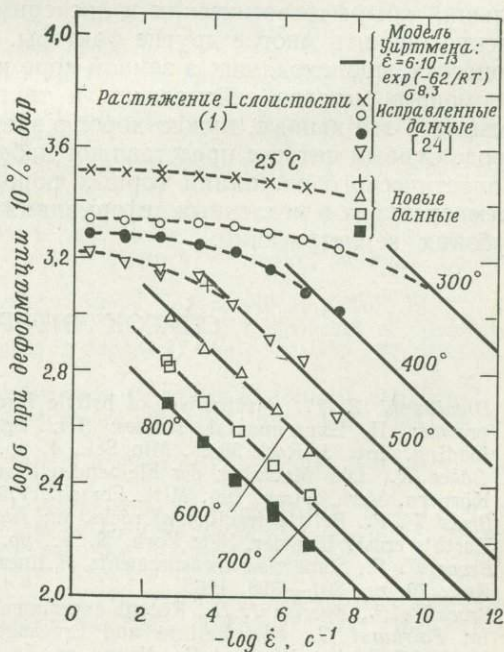


Фиг. 33. Кривые типа напряжения — деформации для известняка Зольнхофен при различных гидростатических давлениях.

а — скорость деформации  $2 \cdot 10^{-4}/с$ ; б — скорость деформаций  $10^{-7}/с$ .

деформации, полученных при температуре  $150^\circ\text{C}$  для известняков Зольнхофен; на фиг. 33, а скорость деформаций составляет  $10^{-4}/с$ , а на фиг. 33, б она равна  $10^{-7}/с$  [25]. Таким образом, гидростатическое давление, соответствующее переходу от хрупкого состояния к пластическому, меньше при меньшей скорости деформаций. Херд [24, 25] исследовал воздействие скорости деформаций на прочность мрамора и кварцита. На фиг. 34 показаны результаты испытаний юльского мрамора [26]. Напряжения, необходимые для поддержания стационарного пластического течения, уменьшаются при уменьшении скорости деформаций, особенно при высоких температурах. Сплошными параллельными линиями на этой фигуре обозначена зависимость между напряжениями и скоростью деформаций при стационарном пластическом течении, вытекающая из модели пластического течения Уиртмена.

В табл. 3 указаны некоторые свойства окружающей среды, существенно влияющие на прочность и пластичность пород. Как уже отмечалось выше, влияние некоторых факторов, например, напряженного состояния, подвергалось тщательному изучению; вместе с тем систематический анализ других факторов только начинается. Очень мало данных получено о том, как



Фиг. 34. Зависимость напряжений, вызывающих деформацию 10%, от скорости деформаций для цилиндрического образца юльского мрамора при гидростатическом давлении 5 кбар и различных температурах. Сплошные изолинии температур от  $300$  до  $800^\circ\text{C}$  показаны согласно модели пластического течения Уиртмена [26].

Влияние различных факторов на прочность и пластичность горных пород

	Прочность (ослабление —)	Пластичность (возрастание хрупкости —)
Увеличение гидростатического давления	+	+
Увеличение $\sigma_3$	+	+
Увеличение $\sigma_2$	+	—
Увеличение температуры	—	+
Увеличение давления в порах (дегидратация, частичное плавление)	—	—
Уменьшение скорости деформаций	—	+
Увеличение размера дислокаций	—	—

влияет на возникновение разрыва масштаб поля деформаций. Согласно данным по испытанию некоторых металлов [31], хрупкий разрыв скорее происходит в крупных образцах при больших давлениях и температурах, чем в мелких образцах; распространение же разрыва происходит в крупном образце при меньших внешних напряжениях, чем в более прочных и однородных образцах меньшего размера. Таким образом, влияние размера существенно и заслуживает систематического изучения. Кроме того, большое влияние на процессы разрушения горных пород оказывают реакции гидратации [15], смазка плоскостей подвижки пород и концентрация напряжений, обусловленная неоднородностью структур.

#### ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ И ПРЕДСТОЯЩАЯ РАБОТА

В данной работе рассмотрены результаты лабораторных испытаний прочности и пластичности горных пород, проведенные за последнее десятилетие. Как уже упоминалось выше, усовершенствование аппаратуры позволило количественно оценить механические свойства пород при различных внешних условиях. Мы получили эмпирические соотношения, позволяющие описать влияние ряда параметров, однако необходимо осуществить больший объем теоретических и экспериментальных работ, чтобы количественно оценить многие другие факторы. Важные данные о механических процессах, происходящих в земной коре и мантии, были недавно получены с помощью методов сейсмологии и тектонофизики. Чтобы теоретически осмыслить эти данные, нужно хорошо знать механические свойства горных пород. Особый интерес представляют лабораторные исследования хрупкого и пластического состояний горных пород при очень высоких давлениях и температурах и медленных деформациях; этот вопрос связан с механизмом глубоких землетрясений.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bieniawski Z. T.*, Mechanism of brittle fracture of rock, I, Theory of the fracture process; II Experimental studies; III, Fracture in tension and under long-term loading, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 4, pp. 395—406; 407—423; 425—430, 1967.
2. *Böker R.*, Die Mechanik der bleibenden Formänderung in kristallinisch aufgebauten Körpern, *Verh. Dtsch. Ing. Mitt. Forsch.*, 175, pp. 1—51, 1915.
3. *Brace W. F.*, Brittle fracture of rocks, in: *Judd W. R.*, ed., State of Stress in the Earth's crust, Elsevier, New York, N. Y., pp. 111—174, 1964.
4. *Brace W. F.*, Some new measurements of linear compressibility of rocks, *J. Geophys. Res.*, 70, pp. 391—398, 1965.
5. *Brace W. F.*, *Byerlee J. D.*, Recent experimental studies of brittle fracture in rocks, in: *Fairhurst C.*, ed., Failure and Breakage of Rock, Proc. 8th Symp. Rock Mech. Univ. Minnesota, Minneapolis, Minn., pp. 58—81, 1967.

6. *Brace W. F., Martin III, R. J.*, A test of the law of effective stress for crystalline rocks of low porosity, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, **5**, pp. 415—426, 1968.
7. *Brace W. F., Orange A. S.*, Electrical resistivity change in saturated rocks during fracture and frictional sliding, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 1433—1445, 1968.
8. *Brace W. F., Riley D.*, Static uniaxial strain behavior of 15 rocks to 30 kb, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 1971.
9. *Brace W. F., Paulding B. W., Scholz C. H.*, Dilatancy in the fracture of crystalline rocks, *J. Geophys. Res.*, **71**, pp. 3939—3953, 1966.
10. *Bresler B., Pister K. S.*, Failure of plain concrete under combined stresses, *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, **122**, pp. 1049—1068, 1957.
11. *Byerlee J. D.*, Frictional characteristics of granite under high confining pressure, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 3639—3648, 1967.
12. *Byerlee J. D.*, Brittle-ductile transition in rocks, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 4741—4750, 1968.
13. *Donath F. A.*, Role of experimental rock deformation in dynamic structural geology, in: *Riecker R. E.*, ed., N.S.F. Rock Mechanics Seminar, Air Force Cambridge Res. Lab., Bedford, Mass., pp. 355—437, 1968.
14. *Donath F. A., Fail R. T., Tobin D. G.*, Deformational mode fields in experimentally deformed rock, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **82**, pp. 1441—1462, 1971.
15. *Griggs D. T.*, Hydrolytic weakening of quartz and other oxides, *Geophys. J.*, **13**, pp. 1—13, 1966.
16. *Griggs D. T., Handin J.*, ed., Rock deformation, *Geol. Soc. Am. Mem.*, **79**, pp. 1—382, 1960a.
17. *Griggs D. T., Handin J.*, Observation on fracture and an hypothesis of earthquakes, *Geol. Soc. Am. Mem.*, **79**, pp. 347—364, 1960b.
18. *Handin J.*, Strength and ductility, in: *Clark S. P.*, ed., *Handbook of Physical Constants*, *Geol. Soc. Am. Mem.*, **97**, pp. 238—289, 1966.
19. *Handin J., Hager R. V., Jr.*, Experimental deformation of sedimentary rocks under confining pressure: test at room temperature on dry samples, *Bull. Am. Assoc. Pet. Geol.*, **41**, pp. 1—50, 1957.
20. *Handin J., Hager R. V., Jr., Friedman M., Feather J. N.*, Experimental deformation of sedimentary rocks under confining pressure: pore pressure tests, *Bull. Am. Assoc. Pet. Geol.*, **47**, pp. 717—755, 1963.
21. *Handin J., Heard H. C., Magouirk J. N.*, Effects of the intermediate principal stress on the failure of limestone, dolomite and glass at different temperatures and strain rates, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 611—640, 1967.
22. *Healy J. H., Rubey W. W., Griggs D. T., Raleigh C. B.*, The Denver earthquakes, *Sci.*, **161**, pp. 1301—1310, 1968.
23. *Heard H. C.*, Transition from brittle fracture to ductile flow in Solenhofen Limestone as a function of temperature, confining pressure, and interstitial fluid pressure, *Geol. Soc. Am. Me.*, **79**, pp. 193—226, 1960.
24. *Heard H. C.*, Effect of large changes in strain rate in the experimental deformation of Yule marble, *J. Geol.*, **71**, pp. 162—195, 1963.
25. *Heard H. C.*, Experimental deformation of rocks and the problem of extrapolation to nature, in: *Riecker R. E.*, ed., N.S.F. Rock Mechanics Seminar, Air Force Cambridge Res. Lab., Bedford, Mass., pp. 439—507, 1968.
26. *Heard H. C., Raleigh C. B.*, Steady-state flow in marble at 500° to 800 °C, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 1971.
27. *Heard H. C., Rubey W. W.*, Tectonic implication of gypsum dehydration, *Geol. Soc. Am., Mem.*, **77**, pp. 741—760, 1966.
28. *Hoek E.*, Rock Fracture under Static Stress Conditions, Thesis, Univ. Cape Town, Cape Town, 1965.
29. *Hojem J. P. M., Cook N. G. W.*, The design and construction of a triaxial and polyaxial cell for testing rock specimens, *S. Afr. Mech. Eng.*, **18**, pp. 57—61, 1968.
30. *Jaeger J. C., Cook N. G. W.*, *Fundamentals of Rock Mechanics*, Methuen, London, 513 pp., 1969.
31. *Koda S.*, Introduction to Metal Physics, Corona, Tokyo, 440 pp., 1969.
32. *Koide H., Hoshino K., Inami K., Iwamura S., Mitsui S.*, Variation of mechanical properties of tertiary sedimentary rocks in Japan, *J. Geol. Soc. Jap.*, **77**, pp. 327—334, 1971.
33. *Matsushima S.*, Variation of the elastic wave velocities of rocks in the process of deformation and fracture under high pressure, *Disaster Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Bull.*, **32**, pp. 1—8, 1960a.
34. *Matsushima S.*, On the flow and fracture of igneous rocks, *Disaster Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Bull.*, **36**, pp. 2—9, 1960b.
35. *Maurer W. C.*, Shear failure of rock under compression, *Soc. Pet. Eng. J.*, 167—176, 1965.
36. *McClintock F. A., Walsh J. B.*, Friction on Griffith cracks in rocks under pressure, *Proc. 4th Natl. Congr. Appl. Mech., Am. Soc. Mech. Eng., New York, N.Y.*, pp. 1015—1021, 1962.
37. *Mogi K.*, Study of elastic shocks caused by the fracture of heterogeneous materials and its relations to earthquake phenomena, *Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ.*, **40**, pp. 125—173, 1962.

38. *Mogi K.*, Deformation and fracture of rocks under confining pressure (2), Elasticity and plasticity of some rocks, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, **43**, pp. 349—374, 1965.
39. *Mogi K.*, Pressure dependence of rock strength and transition from brittle fracture to ductile flow, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, **44**, pp. 215—232, 1966a.
40. *Mogi K.*, Some precise measurements of fracture strength of rocks under uniform compressive stress, *Rock Mech. Eng. Geol.*, **4**, pp. 41—55, 1966b.
41. *Mogi K.*, Earthquakes and fractures, *Tectonophysics*, **5**, pp. 35—55, 1967a.
42. *Mogi K.*, Effect of the intermediate principal stress on rock failure, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 5117—5131, 1967b.
43. *Mogi K.*, Effect of the triaxial stress system on rock failure, *Rock Mech. Jap.*, **1** pp. 53—55, 1970.
44. *Mogi K.*, Effect of the triaxial stress system on the failure of dolomite and limestone, *Tectonophysics*, **11**, pp. 111—127, 1971a.
45. *Mogi K.*, Fracture and flow of rocks under high triaxial compression, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 1255—1269, 1971b.
46. *Mogi K.*, Effect of the triaxial stress system on fracture and flow of rocks (в печати).
47. *Murrell S. A. F.*, A criterion for brittle fracture of rocks and concrete under triaxial stress and the effect of pore pressure on the criterion, in: *Fairhurst C.*, ed., *Rock Mechanics, Proc. 5th Symp. Rock Mech. Univ. Minnesota, Minneapolis, Minn.*, pp., 563—577, 1963.
48. *Murrell S. A. F.*, The effect of triaxial stress systems on the strength of rocks at atmospheric temperatures, *Geophys. J.*, **10**, pp. 231—281, 1965.
49. *Nadai A.*, *Theory of Flow and Fracture of Solids*, 1, McGraw-Hill, New York, N.Y., 2nd ed., 572 pp., 1950.
50. *Niwa Y.*, *Koyanagi W.*, *Kobayashi S.*, Failure criterion of light weight concrete subjected to triaxial compression, *Proc. Jap. Soc., Civ. Eng.*, **143**, pp. 28—35, 1967.
51. *Obert L.*, *Duwall W.*, Use of subaudible noise for prediction of rockburst, *U.S. Bur. Mines. Rep. Invest.*, **3634**, pp. 1—13, 1942.
52. *Orowan E.*, Mechanism of seismic faulting, *Geol. Soc. Am., mem.*, **79**, pp. 323—345, 1960.
53. *Paterson M. S.*, Triaxial testing of materials at pressures up to 10 000 kg/sq.-cm, *J. Inst. Eng. Aust.*, **36**, pp. 23—29, 1964.
54. *Paterson M. S.*, Effect of pressure on stress — strain properties of materials, *Geophys. J.*, **14**, pp. 13—17, 1967.
55. *Paul B.*, *Gangal M.*, Initial and subsequent fracture curves for biaxial compression on brittle materials, in: *Fairhurst C.*, ed., *Failure and Breakage of Rock. Proc. 8th Symp. Rock. Mech., Univ. Minnesota, Minneapolis, Minn.*, pp. 113—141, 1967.
56. *Paulding B. W., Jr.*, Crack Growth during brittle Fracture in Compression, Thesis, M.I.T., 1965.
57. *Raleigh C. B.*, *Paterson M. S.*, Experimental deformation of serpentinite and its tectonic implications, *J. Geophys. Res.*, **70**, pp. 3965—3985, 1965.
58. *Riecker R. E.*, *Rooney T. P.*, Weakening of dunite by serpentine dehydration, *Sci.*, **152**, pp. 196—198, 1966.
59. *Robertson E. C.*, Experimental study of the strength of rocks, *Bull. Geol. Soc. Am.*, **66**, pp. 1275—1314, 1955.
60. *Robinson L. H., Jr.*, Effect of pore and confining pressure on the failure process in sedimentary rocks, *Q. Colo. Sch. Mines*, **54**, pp. 177—199, 1959.
61. *Rosengren K. J.*, *Jaeger J. C.*, The mechanical properties of an interlocked low-porosity aggregate, *Géotechnique*, **18**, pp. 317—326, 1968.
62. *Scholz C. H.*, Microfracturing and the inelastic deformation of rock in compression, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 1417—1432, 1968a.
63. *Scholz C. H.*, Microfractures, aftershocks, and seismicity, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **58**, pp. 1117—1130, 1968b.
64. *Scholz C. H.*, The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **58**, pp. 399—417, 1968c.
65. *Shimozuru D.*, Elasticity of rocks under the initial stresses, with special reference to the fracture problem, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, **33**, pp. 437—448, 1955.
66. *Swanson S. R.*, *Brown W. S.*, An observation of loading path independence of fracture in rock, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, **8**, pp. 277—281, 1971.
67. *Terzaghi K.*, *Theoretical Soil Mechanics*, Wiley, New York, N.Y., 510 pp., 1943.
68. *Von Kármán Th.*, Festigkeitsversuche unter allseitigen Druck, *Z. Verh. Dtsch. Ing.*, **55**, pp. 1749—1757, 1911.
69. *Wiebols G. A.*, *Cook N. G. W.*, An energy criterion for the strength of rock in polyaxial compression, *Int. J. Rock Mech. Sci.*, **5**, pp. 529—541, 1968.

# НЕУПРУГИЕ СМЕЩЕНИЯ НА ЗЕМЛЕ И ПЛАНЕТАХ

Г. Джеффрис

(Колледж Сент-Джона, Кембридж, Англия)

Следующие явления указывают, что Земля и другие планеты ведут себя не как идеально упругие тела: 1) затухание свободной нутации Земли, 2) затухание упругих волн в Земле, 3) вековое ускорение Луны, 4) фигура Луны, 5) фигура Земли, 6) вращение спутников относительно планет, 7) свободные колебания осей фигуры Луны, 8) частоты собственных колебаний Земли, 9) зависимость затухания волн  $S$  от их частоты.

Еще Дарвин пытался объяснить вековое ускорение Луны вязкостью твердого тела Земли. В 1915 г. было установлено, что вязкость не позволяет объяснить данные наблюдений. Был предложен логарифмический закон ползучести с одним постоянным параметром, который согласовывался с результатами некоторых лабораторных испытаний и, приближенно, с многочисленными сейсмологическими данными. Однако выяснилось, что если значение этого параметра выбрать таким образом, чтобы удовлетворять наблюдаемой свободной нутации (Эйлера или Чандлера), то вступление волны  $S$  на эпицентральной расстоянии  $80^\circ$  имеет время нарастания 70 с и его нельзя выделить.

Я предлагаю закон ползучести, по которому постоянное сдвиговое напряжение  $P$  вызывает сдвиговую деформацию  $\epsilon$  вида

$$\epsilon = \frac{P}{\mu} \left[ 1 + \frac{q}{\alpha} \{ (1 + at)^\alpha - 1 \} \right],$$

где  $t$  — время, а  $\mu$ ,  $q$ ,  $a$  и  $\alpha$  — постоянные.

Это частный случай неидеальной упругости. Для возмущений, длящихся более 1с, в данном соотношении существенно установить лишь два параметра:  $\alpha$  и  $qa^\alpha$ . Их можно определить, исходя из 1) времени релаксации свободной нутации, которое оценивается в  $30 \pm 20$  лет, и 2) того факта, что смещение в волне  $S$  на расстоянии  $80^\circ$  нарастает до половины своей окончательной величины за 2с. Мы получили для  $\alpha$  значение от 0,14 до 0,21 при наиболее вероятной величине 0,19.

Далее мы показали, что при  $\alpha = 0,19$  предлагаемый закон ползучести позволяет получить приблизительно верную оценку затухания (или внутреннего трения) для всех перечисленных выше явлений. Законы, где  $\alpha$  принято равным 1 (вязкоупругий) или 0 (логарифмический), этого не обеспечивают.

Из предлагаемого закона следует, что в областях, где он выполняется, не может быть конвекции.

## ВВЕДЕНИЕ

Рассматриваемая тема была затронута в статье Дарвина, опубликованной в 80-х годах прошлого столетия, в которой наблюдаемое вековое ускорение Луны объяснялось приливным трением. Дарвин не располагал количественными данными по отклонениям от упругости в Земле (и фактически имел очень мало данных по обычной упругости). Он рассматривал Землю, как жидкость с большой вязкостью, однако он должным образом разработал свою теорию, и поэтому большая часть его результатов может быть применена и к другим случаям отклонения от упругости. Он обратил внимание на закон, намеченный Максвеллом и облеченный в математическую форму Батчером; впоследствии этот закон был назван законом для вязкоупругого тела. Согласно этому закону, если в момент  $t = 0$  к телу приложено сдвиговое напряжение  $P$ , которое сохраняется постоянным, то оно связано с деформацией  $\epsilon$  соотношением

$$\epsilon = \frac{P}{\mu} \left( 1 + \frac{t}{\tau} \right) \frac{P}{\mu} \left( 1 + \frac{1}{\rho\tau} \right)$$

(в обозначениях Хевисайда). Основное определение состоит здесь в том, что

$$\frac{1}{p} f(t) = \int_0^t f(\tau) d\tau,$$

если  $f(t) = 0$  при  $t < 0$ .

Это уравнение допускает ряд обобщений [15]. При бесконечном  $\tau$  оно описывает идеальную упругость. При  $\mu$ , стремящемся к  $\infty$ , в то время как  $\mu\tau$  стремится к  $\eta$ , оно соответствует обычной вязкости. В более общем случае, если задача решена для идеально упругой среды, то решение для вязкоупругой среды можно получить, заменив  $\mu$  на оператор  $\mu/(1 + 1/p\tau) = \mu p\tau/(p\tau + 1)$ . В частности, если в задачу входит фактор времени  $e^{i\gamma t}$ , то  $p$  следует заменить на  $i\gamma$ . При больших  $\gamma$  поведение среды приближается к идеально упругому, при малых  $\gamma$  (длительных интервалах времени) — к вязкому.

Это уравнение было применено к задаче о *приливном трении*. В идеальной жидкости или идеально упругом твердом теле приливные поднятия находились бы точно в фазе с возмущающим телом; однако при любом рассеянии энергии поднятия запаздывают и на них будет действовать пара сил, стремящаяся замедлить вращение. Непосредственное следствие сказанного — постоянное обращение Луны к Земле одной своей стороной. Приливы, вызываемые на Земле Луной, тоже должны замедлять вращение Земли. Реакция же соотвествующей пары сил на Луну ведет к возрастанию ее энергии, что проявляется в ее отступании. В совокупности эти два фактора приводят к кажущемуся *вековому ускорению* Луны, если принять земные сутки за единицу времени. (Поскольку возникновение пары сил есть результат притяжения Луной приливной волны, которая сама вызвана лунным притяжением, то воздействие пары представляет собой эффект второго порядка, хотя он и может быть рассчитан из теории первого порядка, т. е. теория самого прилива.)

С качественной стороны состояние вопроса было удовлетворительным; однако возникла такая ситуация, когда, установив, что некоторое тело вращается медленнее, чем следовало бы ожидать, ученые произносили «приливное трение» и переставали этим интересоваться. Первая попытка проверить замедление количественно, опираясь на независимые данные, была предпринята автором [8]. Ось вращения Земли совершает свободные колебания с периодом около 14 месяцев, предсказанным Эйлером. Эти колебания обнаружил Чандлер после появления статьи Дарвина. Если бы Земля представляла собой абсолютно жесткое тело, то период этих колебаний составлял бы около 10 месяцев; различие должно быть обусловлено упругостью. Если исходить из того, что вековое ускорение Луны вызвано приливным трением, то можно оценить величину  $\tau$  в соответствующем уравнении для вязкоупругого тела. Но при применении полученной оценки к свободным колебаниям нутации получали, что соответствующее время релаксации составляет около 5 дней. Очевидно, в чем-то была ошибка.

Другая возможная проверка связана с вопросом о фигуре Луны. Разности ее главных моментов инерции были определены по вынужденным колебаниям направлений главных осей ее фигуры. Лаплас показал, что полученные величины в 16 раз больше, чем для фигуры равновесия жидкого тела. Но если Луна не является идеально упругим телом, то полученные величины должны быть меньше. Автор доказал, что данные не будут противоречить друг другу, если принять, что Луна выработала фигуру гидростатического равновесия в эпоху, когда период ее обращения составлял 6 суток, а после этого вела себя как идеально упругое тело. Противоречие же с приливным трением Земли было в основном устранено Тейлором, открывшим важную роль турбулентных течений в Ирландском море (я распространил его соображения на другие мелкие моря): оказалось, что возникающее в результате этих течений рассеяние энергии при полусуточных приливах

может объяснить вековое ускорение Луны. Влияние же течений на период свободных колебаний нутации пренебрежимо мало. В результате не осталось данных, свидетельствующих об отклонении Земли или Луны от поведения упругого тела.

Со временем, однако, при анализе наблюдений над нутацией появились данные, указывавшие на некоторый период релаксации, который сначала оценивали приблизительно в 15 лет. Правда, большие трудности представляла статистическая задача исключения вынужденных колебаний с годовым периодом и выделения возмущений, поддерживавших нутацию. Недавно, используя наблюдения за последние 60 лет, было получено новое значение  $\sim 30$  лет, но погрешность все еще велика.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ПОЛЗУЧЕСТИ ПОРОД

Уже давно имелись экспериментальные данные, указывающие, что при небольших постоянных напряжениях деформации ползучести твердых тел возрастают пропорционально не  $t$ , а  $\log t$  или, возможно,  $t^{1/3}$ . Правда, соответствующие соотношения имели тот очевидный недостаток, что в них  $d\varepsilon/dt \rightarrow \infty$ , когда  $t \rightarrow 0$  (это не выполняется даже для идеально упругих тел). Однако для горных пород Ломниц в связи с этим отметил три важных обстоятельства — одно теоретическое и два, связанные с испытаниями пород. Если принять закон

$$\varepsilon = \frac{P}{\mu} [1 + q \log(1 + at)],$$

где  $q$  и  $a$  — постоянные, то  $d\varepsilon/dt$  остается конечным при  $t \rightarrow 0$ , а для больших  $t$  деформация ползучести пропорциональна  $\log t$ . При таких напряжениях, когда начальная деформация  $P/\mu$  составляет от  $10^{-5}$  до  $10^{-4}$ , соотношение между напряжением и деформацией практически оказалось линейным, что позволило предположить линейную связь и при меньших напряжениях; величина же  $a$  была столь большой, что при  $t = 1$  с  $at$  сводится к 1. Все это фактически было отмечено Филлипсом еще в 1903 г., но затем забыто. Деформации при приливах и при вариациях широты имеют порядок  $10^{-6}$ — $10^{-7}$ . Таковы же и деформации от сейсмических волн при  $\Delta > 10^\circ$  или около того.

### ЗАТУХАНИЕ СВОБОДНЫХ НУТАЦИЙ И СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

Применение указанного соотношения Ломница к затуханию свободной нутации позволило оценить величину  $q$ , а эту величину можно было использовать при расчете волны  $S$ , выходящей на поверхность на эпицентральной расстоянии около  $80^\circ$  при времени пробега около 20 мин. Но оказалось, что нарастание вступления было бы тогда размазано на 70 с, так что выделить волну было бы невозможно. Однако нашелся простой выход: модифицировать степенное соотношение между ползучестью и временем аналогично тому, как Ломниц модифицировал логарифмическое соотношение. Тогда мы получим

$$\varepsilon = \frac{P}{\mu} \left[ 1 + \frac{q}{\alpha} \{(1 + at)^\alpha - 1\} \right];$$

при больших  $t$  ползучесть пропорциональна  $t^\alpha$ . Я назвал это соотношение модифицированным законом Ломница. Оно имеет интересные особенности. При  $\alpha = 1$  деформации оказываются равными  $\frac{P}{\mu} q at$  и, таким образом, изменяются во времени, как и в законе для вязкоупругого тела; при  $\alpha \rightarrow 0$  они изменяются согласно логарифмическому соотношению. При вынужденных колебаниях с периодом  $T$  запаздывание фазы пропорционально  $T^\alpha$  и стремится к постоянной величине при  $\alpha \rightarrow 0$ . Амплитуда смещений волны, распространяющейся на единичную длину волны, содержит множитель затухания вида  $T^\alpha$ ; для волны, распространяющейся на заданное расстоя-

ние, он имеет вид  $T^{-1+\alpha}$ , и добавляется множитель, зависящий только от расстояния. Таким образом, если  $\alpha < 1$ , то короткие периоды должны затухать сильнее. Кроме того, если смещение изменяется во времени, как  $e^{i\gamma t}$ , то чисто упругое возмущение на расстоянии  $x$  будет равно  $e^{i\gamma(t-x/\beta)}$ .

В нашем случае мы должны заменить  $1/\beta$  на

$$\frac{1}{\beta_0} \left( 1 + \frac{qa^\alpha}{2\alpha} \frac{\alpha!}{(i\gamma)^\alpha} \right) = \frac{1}{\beta_0} \left\{ 1 + \frac{qa^\alpha \alpha!}{2\alpha\gamma^\alpha} \left( \cos \frac{1}{2} \pi\alpha - i \sin \frac{1}{2} \pi\alpha \right) \right\}.$$

Мнимая часть этого выражения дает в показателе степени отрицательную величину, пропорциональную  $x$ , т. е. обеспечивает затухание; но действительная часть тоже содержит этот отрицательный член, умноженный на  $\operatorname{ctg} \frac{1}{2} \pi\alpha$ . Таким образом, при  $\alpha < 1$  налицо систематическое влияние на время пробега. Лишь в случае вязкоупругой среды колебания разных периодов могут распространяться так, что отношение их амплитуд не изменяется. Аналогичное влияние имеет место и для свободных колебаний, где, помимо затухания, происходит и удлинение периода.

Деформации ползучести зависят в рассматриваемом соотношении в основном от двух параметров:  $\alpha$  и  $qa^\alpha$ . Данные о затухании свободной нутации обеспечивают нам одно уравнение для их определения. Другое уравнение можно получить, исходя из приемлемого и опирающегося на записи волны  $S$  предположения, что вступление этой волны нарастает до половины полной величины за  $2c$ . Тогда для единичного импульса при  $x = 0$ ,  $t = 0$  мы имеем смещение

$$\frac{1}{2\pi i} \int_L \exp \gamma \left( t - \frac{x}{\beta} \right) \frac{d\gamma}{\gamma} = H(t - x/\beta),$$

где  $\beta$  — обычная скорость упругих поперечных волн,  $\sqrt{\mu/\rho}$ . Составляя уравнение для колебаний свободной нутации соответственно нашему соотношению, мы должны внести существенное изменение — заменить  $1/\beta$  на

$$\frac{1}{\beta_0} \left( 1 + \frac{qa^\alpha}{2\alpha} \frac{\alpha!}{\rho^\alpha} \right)$$

в обозначениях Хевисайда.

Тогда смещения принимают вид

$$I(v) = \frac{1}{2\pi i} \int_L \exp v \left( u - \frac{u^{1-\alpha}}{1-\alpha} \right) \frac{du}{u},$$

где

$$v = \left( t - \frac{x}{\beta_0} \right)^{(\alpha-1)/\alpha} \left( \frac{1}{2} qa^\alpha (\alpha-1)! \frac{x}{\beta_0} \right)^{1/\alpha} (1-\alpha)^{1-\alpha}.$$

Выражение это выглядит пугающе, но некоторые выводы сделать легко. До момента  $x/\beta_0$  смещений не происходит. При  $t \rightarrow \infty$ ,  $I \rightarrow 1$ , так что окончательное состояние такое же, как и при идеальной упругости. А при промежуточных значениях  $t$  нужны простые, хотя и громоздкие выкладки, которые выполнил Кремпин [14]. Полученное значение  $\alpha$  колеблется от 0,14 до 0,21 при наиболее вероятном значении 0,19. Соответственно  $qa^\alpha$  составляет 0,00054/(1c) $^\alpha$ , или 0,0142/(1 год) $^\alpha$ . Волна  $S$ , выходящая на поверхность при  $\Delta = 80^\circ$ , проникает почти до земного ядра, а нутация с периодом колебаний 14 месяцев затрагивает всю мантию, так что приведенные цифры можно считать средними для мантии в целом.

#### ФИГУРЫ ЗЕМЛИ И ЛУНЫ

Перейдем к другим применениям предложенного закона. Рассмотрим вначале погружение неровности на поверхности. Пусть несжимаемая гравитирующая сфера радиуса  $b$  с момента  $t = 0$  нагружена веществом, имеющим одинаковую плотность  $\rho$  и толщину  $b\varepsilon_0 S_n$ . Соответствующее

упругое смещение составляет  $b \varepsilon_1 S_n$ , где

$$\varepsilon_1 \left( 1 + \frac{nb\rho g}{(2n^2 + 4n + 3)\mu} \right) = - \frac{nb\rho g \varepsilon_0}{(2n^2 + 4n + 3)\mu}.$$

Полная высота над средним уровнем сферы равна  $b(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) S_n$ . Обозначив  $\varepsilon_0 + \varepsilon_1 = \varepsilon'$  и  $\frac{n}{2n^2 + 4n + 3} = N$ , получим

$$\left( 1 + \frac{Nb\rho g}{\mu} \right) \varepsilon' = \varepsilon_0.$$

Чтобы учесть ползучесть, это выражение надо заменить на

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon_0}{1 + \frac{Nb\rho g}{\mu} \left( 1 + \frac{(\alpha - 1)! \rho a^\alpha}{\rho^\alpha} \right)} \cdot H(t).$$

Разложение по отрицательным степеням  $\rho$  дает сходящийся ряд. Расчеты показали, что для Земли при  $n = 2$  и  $t = 10^8$  лет погружение составит около 50%. Для поднятия с длиной волны  $10^8$  см оно составит 1,6, 10 и 22% при  $\alpha$ , равном 0,14, 0,19 и 0,21 соответственно. Результат, полученный для  $n = 2$ , согласуется с предложенной Кифом интерпретацией различия между фактической и гидростатической сплюснутостью Земли; Киф объясняет это различие тем, что фигура Земли соответствует гидростатическому равновесию в эпоху, когда Земля вращалась быстрее. Длина волны  $10^8$  см имеет тот же порядок, что и ширина горной системы, и указанные погружения слишком малы, чтобы объяснить изостазию. Однако фактически изостазия здесь не существенна, поскольку упругие деформации имеют в нашем случае порядок  $10^{-3}$ , а именно при таких значениях линейное отношение между напряжениями и деформациями уже не должно выполняться. Вязкая модель дает совершенно иные результаты. Неровность протяженностью около 100 км за указанный срок сократилась бы вдвое, а формы порядка 3000 км уменьшились бы до  $10^{-9}$  своей первоначальной величины. Между тем одно из крупнейших открытий, сделанных с помощью искусственных спутников, состоит в том, что вторая и третья гармоники гравитационного поля фигуры Земли не скомпенсированы. А для вязкоупругой модели Земли при сколь угодно существенном сокращении высоких гармоник низкие гармоники должны вовсе исчезнуть.

Для фигуры Луны рассчитанные сокращения гармоники второй степени составляют соответственно 1, 5 и 11% за  $10^8$  лет и 2, 10 и 23% за  $3 \cdot 10^9$  лет. Таким образом, при объяснении динамической сплюснутости фигуры Луны трудностей не возникает. Если же исходить из значения  $\tau$  в уравнении для вязкоупругого тела, согласующемся с затуханием свободных колебаний нутации, то оказывается, что даже за последние 200 лет — период сравнительно надежных наблюдений — сплюснутость Луны должна была существенно уменьшиться.

### ВРАЩЕНИЕ СПУТНИКОВ ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Влияние приливного трения рассмотрено во многих работах. Угловое ускорение спутника имеет вид

$$\ddot{\omega} = - \frac{45}{4} \left( \frac{n^2 a}{1 + K} \right)^2 \frac{\rho^1}{19\mu_0 + 2g\rho a} \sin 2\varepsilon,$$

где  $\omega$  — скорость его вращения;  $n$  — скорость обращения относительно планеты;  $2\varepsilon$  — запаздывание полусуточного прилива. Другие параметры относятся к возмущаемой планете.  $K$  представляет отношение момента вращения тела к его орбитальному угловому моменту; во всех случаях, кроме Земли, оно мало. Отметим сразу же, что наиболее важный множитель — это —  $(n^2 a)^2$ . Сопоставление для спутников различных планет пока-

Таблица 1

Интервалы времени, необходимые для достижения указанного периода вращения

Период, сутки	Интервал времени, годы
0,5	
1	$7 \cdot 10^9$
2	$3 \cdot 10^9$
20	$1,7 \cdot 10^9$
200	$0,1 \cdot 10^9$

зывает, что он относительно больше у Фобоса, Деймоса, четырех больших спутников Юпитера, больших спутников Сатурна (за исключением Титана) и первых из открытых спутников Урана и Нептуна; в некоторых случаях он значительно больше, чем у Луны. Фактически все спутники, вращения которых установлены, обращены одной стороной к своим планетам, что и следовало ожидать, если они в чем-то сходны с Луной. Правда, странное отличие имеется у Япета, спутника Сатурна: упомянутый множитель у него гораздо меньше, чем у Луны, хотя Япет, безусловно, обращен к Сатурну одной стороной. Вполне

возможно, что он несколько отличается по своему составу, благодаря чему возрастает соответствующая задержка или упругое смещение.

Период вращения Меркурия велик, хотя недавно проведенные исследования показали, что он составляет  $\frac{2}{3}$  периода его обращения вокруг Солнца, а не равен ему. Задержки для периодов вращения до 100 суток составляют от 0,004 до 0,010 (в дуговой мере). В табл. 1 приведены рассчитанные, согласно предлагаемому закону, интервалы времени, в течение которого достигаются разные периоды вращения, начиная с 12 ч. Эти значения имеют правильный порядок величины, но в целом больше, чем можно было бы ожидать.

Для Луны изменения происходят гораздо быстрее вследствие множителя  $n^4$ . Таким образом, ее вращение объяснить не трудно.

Влияние спутников случайно оказалось таким, что ни одна планета, кроме Земли, не могла существенно изменить свою скорость вращения вследствие приливного трения; и ни одна планета вообще не могла существенно изменить период своего обращения вокруг Солнца.

Теоретически три оси фигуры Луны должны совершать свободные колебания, изменяя свое направление, с периодами около 1, 1600 и 40 месяцев соответственно. При тех же значениях параметров время релаксации этих колебаний будет порядка  $10^6$  лет, так что легко понять, почему они не обнаружены. О выделении первых двух из этих периодов сообщений не было. Недавно появилось сообщение о колебаниях, соответствующих третьему периоду. Однако и период, и фаза этих колебаний хорошо согласуются с вынужденными колебаниями, аргумент которых есть удвоенный угол между узлами Луны и ее перигеем, так что описанные наблюдения, видимо, относятся именно к этим вынужденным колебаниям.

### ЗАТУХАНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН И СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИИ ЗЕМЛИ

Затухание сейсмических волн (особенно поверхностных) и свободных колебаний Земли дало много сведений для различных разделов геофизики. Теоретические периоды свободных колебаний систематически оказываются ниже наблюдаемых примерно на 1%. Из этого сделано два вывода: об удивительном постоянстве плотности в нижней мантии, от глубины 1500 км до границы с ядром [17], и о необходимости увеличить на 20 км оценку радиуса земного ядра [6]. Стандартная погрешность моей оценки этого радиуса, сделанной в 1940 г., видимо, составляет 3,5 км. Правда, это немного косвенная оценка: данные о вступлениях фазы  $ScS$  сравнивались с данными о  $S$ , а данные о  $S$  — с данным о  $P$ , и эти сопоставления вносили дополнительную погрешность, но, думаю, несущественную. Интерпретируя наблюдения Бухбиндера [5] над фазой  $PcP$ , я пришел к выводу, что оценку радиуса ядра следует увеличить на  $3 \pm 5$  км. Данные о временах пробега волн  $S$  все еще вызывают некоторые сомнения. При значениях  $\Delta$  до  $\sim 25^\circ$  данные разных авторов расходятся на величину до 4с. Единственный однородный

Затухание волн  $S$  для различных периодов

Период, с	1	2	5	10	20	50
$k$ ( $-k$ —индекс амплитуды)	0,3	0,16	0,1	0,06	0,04	0,02

ряд записей удаленных толчков — это данные Арнолда по глубокофокусным землетрясениям Японии, но в Японии аномальны времена пробега волн  $P$ . Все же 4 секунды на 25 минут — это примерно  $1/400$ , и трудно строить на этой величине какие-либо выводы.

Период самой медленной фазы свободных колебаний Земли ( ${}_0S_2$ ) оценивается в 53 мин [1] при значении  $Q$ , равном 370. ( $1/Q$  — коэффициент затухания полной энергии при возрастании фазы на один радиан.) Получается, что при распространении колебаний на 3000 км затухание должно составлять около  $1/200$ , т. е. должно иметь такой порядок, какой требуется. Но при  $\alpha = 0,2$  коэффициент затухания на один период будет равен  $1/130$ . Из трех предложенных объяснений последнее, по-моему, наиболее правдоподобно.

Изложенные выше результаты относятся к осредненным свойствам всей мантии. Я рассчитал затухание волн  $S$  для различных периодов при  $\alpha = 0,2$  и  $x/\beta_0 = 200$ с, что соответствует  $\Delta$  около  $7^\circ$  (табл. 2).

Приведенные данные не объясняют наблюдаемого резкого изменения амплитуд (в 100 раз) первых вступлений волн  $S$  и  $P$  в диапазоне расстояний  $8^\circ < \Delta < 20^\circ$ . Так, для первых вступлений  $S$  можно считать типичным период 5с ( $\ln 100 = 4,6$ ). Чтобы объяснить наблюдаемые изменения амплитуд, коэффициенту  $k$  следовало бы быть примерно в 50 раз больше. Шимшони и мне удалось показать, что такие изменения можно объяснить вариациями  $d^2t/d\Delta^2$  (эта величина входит в виде множителя в квадрат амплитуды), хотя это и требует довольно специфического сочетания параметров. Заметим, что при принятом мною значении фазовый сдвиг при  $k = 5$  составляет около 15 рад. Для волны с периодом 5с это означает задержку на  $\frac{15}{2\pi} \times 5 = 12$ с. Такая задержка вполне позволяет объяснить и слои с пониженной скоростью волн и большое запаздывание фазы  $S$ . Однако такое объяснение требует, чтобы в верхних примерно 100 км литосферы значение моего второго параметра  $qa^\alpha$  было гораздо больше, чем для мантии в среднем.

Сказанное подкрепляется изучением затухания поверхностных волн. Полученные результаты большей частью публикуются в виде данных о значении  $Q$  (табл. 3).

Авторы опубликованных данных принимают, что затухание не зависит от периода, и опираются на логарифмический закон. Большой частью они отмечают, что не обнаружили заметной зависимости затухания от периода,

Таблица 3

Наблюдаемые данные о затухании поверхностных волн

Глубина, км	$Q$	Ссылка
0—400	100	[2]
400—800	200	
800—1000	1000	
1000—до ядра	2000	
Верхние слои	$400 \pm 200$	[3]
70	$80 \pm 30$	
100—150	$130 \pm ?$	

но это не удивительно, если учесть, что диапазон рассматриваемых ими периодов колеблется от 10 до 2000с, а  $200^{\circ,2}$  составляет около 3. (Напомним, что зависимость затухания от периода необходима, чтобы объяснить, почему вообще удается выделить вступления волн  $S$  при  $80^\circ$ .) Правда, Бен Менахем [4] приводит данные, свидетельствующие о зависимости от периода, но если исходить из них, считая среду однородной, то мой параметр  $\alpha$  оказался бы отрицательным. Однако волны с более длинными периодами проникают на большую глубину, и потому их затухание можно объяснить увеличением с глубиной параметра  $qa^\alpha$  при постоянном значении  $\alpha$ .

Свободные колебания нутации намного расширяют диапазон в сторону длинных периодов. На другом его конце находятся сами вступления  $S$  (с периодом порядка 1с при небольших  $\Delta$ ), так что их анализ может дать многое. Главная трудность анализа коротких периодов (особенно у поверхностных волн) состоит в том, что чем они короче, тем меньше глубина их проникновения (на которой амплитуды остаются большими); поэтому трудно разделить влияние глубины проникновения и собственно периода.

В этой связи может оказаться весьма полезным принцип Релея. Если для некоторой приближенной модели известно решение задачи о свободных колебаниях, то принцип Релея позволяет ввести поправки для учета любых небольших изменений параметров модели. Поправки соответствуют первому линейному приближению; они пропорциональны этим изменениям. В явной форме такие поправки для нужных диапазонов кинетической и потенциальной энергии предложены Джеффрисом и Висентом [16]. Таблицы для учета изменений плотности и упругих параметров, полученные по более громоздкой методике, приведены в работах [18, 7]<sup>1</sup>. Эти данные легко приспособить и для использования в модифицированном соотношении Ломница.

#### ВОЗМОЖНА ЛИ КОНВЕКЦИЯ В ЗЕМЛЕ?

Очень важен вопрос о возможности конвекции в Земле. Для стационарной конвекции в жидкости мы можем из уравнений движения и теплопроводности получить уравнение для отклонений температуры от адиабатической:

$$\nabla^6 V' = \frac{G_1}{\nu} \nabla_1^2 V',$$

где  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $\nabla_1^2$  — оператор Лапласа без производных по  $r$ , а  $G$  определяется конкретными параметрами рассматриваемой задачи. Термодинамическая сторона вопроса подробно изложена у Джеффриса [9]. Для модифицированного закона Ломница приведенное выражение должно быть заменено на следующее [11]:

$$|\nabla^6 V' = Hp (1 + kp_1^{-\alpha}) \nabla_1^2 V'.$$

Это выражение справедливо только для двух низших степеней  $p$ ; оставляя в правой части член с первой степенью, мы получим  $\nabla^6 V' = Hkp^{1-\alpha} \nabla_1^2 V'$ . Тогда для случая  $p = 0$  (стационарное течение) и  $\alpha < 1$  мы получаем  $\nabla^6 V' = 0$ . Единственным возможным решением при заданных граничных условиях является  $V' = 0$ . Следовательно, если принять рассматриваемый закон при  $\alpha < 1$ , то конвекция невозможна. Конвекция возможна исключительно при  $\alpha = 1$ , или, другими словами, при справедливости уравнения для вязкоупругого тела. Физическая сторона дела ясна из следующих соображений. В вязкой среде избыток температуры в разогреваемом столбе конвективного потока поддерживается горячей жидкостью, стекающей к подошве столба, а скорость поддерживается сдвиговыми напряжениями. Решающий момент состоит в том, что в данном случае постоянные сдвиговые

<sup>1</sup> О первом приближении см. Жарков В. Н., Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1968; Жарков В. Н. и др., в сб. «Земные приливы и внутреннее строение Земли», «Наука», М., стр. 23—43, 1967. О втором приближении см. Аюпян С. Ц. и др., ДАН СССР, № 3, стр. 596, 1972.— Прим. ред.

напряжения означают постоянную скорость сдвиговых смещений. Однако при любом законе неупругих смещений, в котором  $\alpha < 1$ , скорость сдвиговых смещений будет со временем стремиться к нулю даже при постоянных напряжениях. Таким образом, если конвективное течение возникнет, оно не сможет непрерывно поставлять достаточное количество тепла, чтобы возместить потерю последнего за счет теплопроводности. Аналогично этому и дрейф континентов, протекающий с постоянной скоростью, потребовал бы непрерывного нарастания напряжений, стремящихся со временем к бесконечности.

## ОТВЕТЫ НА ОБЫЧНО ЗАДАВАЕМЫЕ ВОПРОСЫ

*Может ли быть оправдана экстраполяция закономерностей, установленных для периодов до 14 месяцев на процессы, длящиеся  $10^9$  лет?* Разумеется, жаль, что у нас имеются полезные данные лишь о двух видах явлений. Однако обычный путь проверки научного закона состоит в выведении из него следствий, выходящих как можно дальше за область первоначальных данных, с тем чтобы найти противоречия. Таковых не было обнаружено.

В 14 месяцах около  $4 \cdot 10^7$  с, так что использованные нами данные охватывают диапазон периодов порядка  $10^7$ . Второй такой диапазон приведет нас к длительности геологического периода. Поэтому нашу экстраполяцию в действительности нельзя считать дикой. Конечно, оценки обоих видов использованных данных могут быть вдвое больше или меньше истинных. Однако это не повлияло бы на выводы.

*Не может ли войти в уравнение еще небольшой член, зависящий от  $t$ , кроме члена  $t^{0,2}$ ?* Это чрезвычайно осложнило бы задачу и потребовались бы новые данные, чтобы определить такой член. Во всяком случае, поскольку уравнение с  $t^{0,2}$  объясняет большую часть фактов, которые раньше приписывали вязкоупругому состоянию, то правильное значение вязкости в Земле должно быть намного выше, чем это обычно считалось.

*Можно ли объяснить, почему среда должна вести себя согласно предложенному уравнению?* Я уже давно показал, что для цилиндра, подвергаемого закручиванию и состоящего частично из идеально упругого, а частично из вязкоупругого материала, возникающие смещения могут соответствовать либо закону для вязкоупругого тела (с различными значениями параметров), либо смещениям, экспоненциально возрастающим до некоторого максимума, который зависит от пространственного распределения этих двух материалов. Можно полагать, что при подходящем распределении двух материалов будет удовлетворен и любой промежуточный закон для затухания энергии деформаций.

*Экспериментальная методика Ломница подвергалась критике. Что Вы об этом знаете?* Я слышал об этом, но ничего не встречал в печати, за исключением указания на большое возрастание параметра  $a$ . Однако его значение было и так уже столь велико, что для воздействий, длящихся около 1с или больше, существен лишь параметр  $qa^\alpha$ . Фактически единственное экспериментальное положение, заимствованное у Ломница, это то, что при малых напряжениях отношение между напряжениями и деформациями линейно, но на это указывают все геофизические данные. Его модификация логарифмического закона — одна из тех очевидных вещей, заметить которую может только великий человек.

*Что произойдет, если генерируемое тепло, которое просто отводится вверх, создаст температурный градиент, превышающий адиабатический?* Напряжения будут расти быстрее, чем ползучесть сможет их снимать; если они возрастут достаточно сильно, произойдет обычный разрыв под углом  $45^\circ$ , возможно, с некоторым пластическим течением в его окрестностях.

*А как же данные, свидетельствующие в пользу дрейфа континентов?* Я полагаю, что большую их часть можно объяснить иначе и более убедительно. Значительная часть из того, что останется, опирается на экстрапо-

ляции, такие, например, когда считают, что движения, наблюдаемые на протяжении последних десяти лет, происходили с той же скоростью в течение последних  $10^8$  лет, хотя имеется множество данных о таких движениях, которые прекращаются, достигнув масштаба примерно 100 км или даже гораздо меньше. Из современных движений лучше всего документированы (благодаря Международной службе широты) блуждания полюса, и надлежащий анализ показывает, что они, безусловно, представляют собой случайные флуктуации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alsop E. E., Sutton G. H., Ewing M.*, Free oscillations of the earth observed on strain and pendulum seismographs, *J. Geophys. Res.*, **66**, pp. 631—641 and 2911—2915, 1961.
2. *Anderson D. L., Archambeau C. B.*, The anelasticity of the earth, *J. Geophys. Res.*, **69**, pp. 2071—2089, 1964.
3. *Anderson D. L., Ben Menahem A., Archambeau C. B.*, Attenuation of seismic energy in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **70**, pp. 1441—1448, 1965.
4. *Ben Menahem A.*, Observed attenuation and values of seismic surface waves in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **70**, pp. 4641—4651, 1965.
5. *Buchbinder G. G. R.*, PcP from the nuclear explosion Bilby, September 13, 1963, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **55**, pp. 441—462, 1965.
6. *Bullen K. E., Haddon R. A. W.*, Earth-oscillations and the earth's interior, *Nature*, **213**, pp. 547—576, 1967.
7. *Derr J.*, Free oscillations of observations through 1968, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **59**, pp. 2079—2099, 1969.
8. *Jeffreys H.*, The viscosity of the earth, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **75**, pp. 648—658, 1915.
9. *Jeffreys H.*, The thermodynamics of thermal instability in liquids, *Q.J. Mech. App. Math.*, **9**, 1956.
10. *Jeffreys H.*, Imperfections of elasticity in the small bodies of the solar system, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **117**, pp. 506—515, 1957.
11. *Jeffreys H.*, Rock creep and thermal instability, *Geophys. J.*, **1**, pp. 162—163, 1958.
12. *Jeffreys H.*, Damping of S waves, *Nature*, **208**, 675 pp., 1965.
13. *Jeffreys H.*, *The Earth*, Cambridge Univ. Press, 5th ed., 525 pp., 1970.
14. *Jeffreys H., Crampin S.*, On the modified Lomnitz law of damping, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **147**, pp. 295—301, 1970.
15. *Jeffreys H., Jeffreys B. S.*, *Methods of Mathematical Physics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 714 pp., 1966.
16. *Jeffreys H., Vicente R. O.*, The energy of elastic strain in the earth, *Acad. R. Belg., Bull. Cl. Sci.*, **53**, pp. 926—933, 1967.
17. *Landisman M., Sato Y., Nafe J.*, Free vibrations of the earth and the properties of its deep interior regions, I, Density, *Geophys. J.*, **9**, pp. 439—502, 1965.
18. *Wiggins R. A.*, Terrestrial variational for the periods and attenuation of free oscillations, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **1**, pp. 201—266, 1968.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Ввиду фундаментального характера замечаний, сделанных лицами, просматривавшими эту статью, и невозможности внести в оставшееся время в рукопись необходимые изменения, мы согласились на следующее. Вначале мы дали сводку основных соображений оппонентов (за которую единоличную ответственность несет редактор), а затем поместили краткий ответ сэра Гарольда Джеффриса.

*А. Р. Ритсема (редактор)*. Сводка некоторых замечаний на статью Джеффриса о неупругих смещениях на Земле и планетах. Опыты Ломница (Lomnitz, 1956) проводились при комнатных температурах  $T$  и давлениях  $P$ , и все испытанные образцы претерпели хрупкий разрыв. Было показано (Griggs, Handin, 1960; Brace et al., 1970), что при более высоких  $T$  и  $P$  и в присутствии воды хрупкий разрыв полностью исключается. Подобные условия больше похожи на те, что существуют в мантии, чем условия в опытах Ломница. В работах Мак-Кензи (MacKenzie, 1967) и Андерсона и О'Коннелла (Anderson, O'Connell, 1967) показано, что вязкость вещества земной мантии зависит от  $T$  и  $P$  и что поэтому ее реологические свойства несовместимы с модифицированным уравнением Ломница. При низких сдвиговых напряжениях поведение мантии, по-видимому, описывается отношением

типа Херринга — Набарго, которое ведет, очевидно, к ньютоновой вязкости; при высоких напряжениях, видимо, надежны нелинейные соотношения между напряжениями и деформациями типа закона Найи — Глена для ледников. Имеются и данные (см. настоящую работу) в пользу существования слоев с пониженной скоростью волн, которые указывают на частичное плавление и подвижность среды и несовместимы с представлением о жесткой среде типа среды Ломница. Если бы вещество мантии действительно относилось к этому типу, то большие сдвиговые зоны (например, Сан-Андреас и Североанатолийская) не были бы ограничены в вертикальном направлении немногими десятками километров, а уходили бы вглубь примерно на такое же расстояние, как и их горизонтальная протяженность, возможно, на 1000 км и более.

Никто не оспаривает утверждения Джеффриса о том, что в среде типа среды Ломница конвекция невозможна. Но на решающий вопрос, действительно ли состояние Земли соответствует среде типа Ломница, существующие данные не дают положительного ответа.

*Г. Джеффрис.* Мне очень трудно понять, почему, как, очевидно, следует из сказанного выше, хрупкий разрыв в опытах Ломница должен был привести его к выводу о наличии линейного соотношения между напряжениями и деформациями. В моей статье используются принципы, выдвинутые Ломницей, но не его количественные соотношения.

Решающее для моей работы соображение состоит в том, что упругие деформации, рассматриваемые в геофизике, имеют порядок  $10^{-7}$  или меньше и что имеются явные доказательства того, что они не удовлетворяют линейному закону упругости. Теорию, которая не объясняет этого, следует считать неполной. Другой теории, сколько-нибудь близко подходящей к объяснению фактов, указанных в данной работе, не существует, хотя я и отметил, что результаты, вытекающие из развитых в ней представлений, относятся к осредненным свойствам мантии и при наличии большего числа данных можно было бы обрисовать гораздо больше деталей.

Мои оппоненты ссылаются на несколько иных типов отклонения от от идеальной упругости, которые я рассматривал в других работах. В частности, я, как и они, знаю, что отклонения от идеальной упругости могут зависеть от температуры и давления. Но мы не знаем, если не считать того рода данных, какие рассмотрены здесь, каковы эти отклонения в глубинах Земли.

Типы реологического поведения среды, упомянутые в замечаниях оппонентов, никак не соотнесены с каким-либо из надежно установленных фактов, обсуждавшихся в данной работе. Я не утверждаю, что модифицированное уравнение Ломница с двумя параметрами объясняет все; но я утверждаю, что оно объясняет многие явления, для которых не существует иного объяснения, и что оно представляет основу для более детального анализа.

Я полагаю, что существуют убедительные данные в пользу того, что крупные тектонические движения начинаются с разрыва на глубине нескольких сотен километров (глубокофокусные землетрясения). Ни модифицированное соотношение Ломница, ни какое-либо линейное уравнение не могут объяснить разрыв. Я удивлен, что в приведенных замечаниях это как бы предполагается возможным.

Утверждение оппонентов, что пластичность при низких сдвиговых напряжениях соответствует ньютоновой вязкости, грубо противоречит всем сейсмологическим данным о том, что зависимость коэффициента затухания от периода во всяком случае настолько слаба, что ее трудно обнаружить.

О слоях с пониженной скоростью волн я писал в другом месте. Большинство из доказательств их существования неудовлетворительно. Все остальные можно было бы объяснить с помощью модифицированного уравнения Ломница, поскольку имеются убедительные данные о существовании на глубинах порядка 100 км избыточного затухания, которое, согласно этому уравнению, может быть связано с фазовым сдвигом.

## НЕИДЕАЛЬНАЯ УПРУГОСТЬ МАНТИИ

*С. Смит*

(Геофизическая программа, Вашингтонский университет, Сизл Вашингтон, США)

Излагаются данные о затухании объемных волн, поверхностных волн и собственных колебаний. Фактически все сейсмическое затухание в мантии приходится на зону с пониженным  $Q$ ; она соответствует зоне пониженной скорости сейсмических волн. Все эксперименты показывают, что независимо от типа колебаний порядок величины  $Q$  возрастает в интервале глубин от 400 до 800 км. Собранные здесь данные свидетельствуют о том, что  $Q$  возрастает быстрее, чем это предполагалось ранее, т. е. что нижняя граница зоны пониженных значений  $Q$  очень резкая.

Разные эксперименты дают большие различия в значениях  $Q$ , чем это можно было бы ожидать, судя по внутренней согласованности данных каждого эксперимента. Такое несоответствие нельзя объяснить только зависимостью от частоты или различием путей распространения волн; оно может быть вызвано также различиями в амплитуде.

Современные данные о затухании поверхностных волн и собственных колебаний настолько неопределенны, что, по-видимому, нет смысла интерпретировать их на том уровне, который достигнут в настоящее время в обратных задачах для скоростей поверхностных волн и частот собственных колебаний. Можно надеяться, что большее число станций, оборудованных усовершенствованной длиннопериодной аппаратурой, в недалеком будущем значительно улучшит качество данных о затухании.

### ВВЕДЕНИЕ

Неидеальная упругость, т. е. способность твердого тела поглощать энергию колебаний, проще всего описывается при помощи диссипативной функции  $Q^{-1}$ . При исследовании упругих свойств материалов путем измерения скорости распространения бегущей волны или частоты стоячей волны необходимо определить тип деформации, чтобы связать данные измерений с внутренними упругими свойствами материала. Аналогичная процедура необходима при исследовании неидеальной упругости, когда измеряется затухание бегущей волны с расстоянием или затухание стоячей волны с течением времени. Чтобы сделать определенные выводы о неупругих свойствах материала, надо знать тип деформации и разработать модель, позволяющую по результатам различных экспериментов выявить общие внутренние свойства материала. Для сейсмологических приложений лучше всего подходит модель, которая содержит комплексные упругие параметры: модули сдвига и всестороннего сжатия. Если ввести в эти параметры малую мнимую компоненту, то решение задачи о распространении волн в твердом теле сразу же дает затухание волн; это позволяет просто связать экспериментально наблюдаемое затухание разных волн (поперечных, продольных, Релея, Лява) и собственных колебаний с тем общим параметром, который является скорее внутренней характеристикой среды, чем характеристикой эксперимента, из которого он обычно определяется. Введение комплексных упругих параметров накладывает на физический механизм затухания единственное ограничение — линейность процесса. Иногда при этом можно получить и более глубокое физическое представление о рассматриваемом явлении; Кнопов [23] подробно рассмотрел физические выводы, которые можно сделать из различных математических моделей, обычно описывающих затухание. Мы очень мало знаем о конкретных механизмах, которые объясняют наблюдаемое затухание сейсмических колебаний в диапазоне частот 0,001—100 Гц; к сожалению, это тот самый диапазон, который нам приходится использовать при изучении верхней мантии. Исчерпывающий обзор

физических механизмов, которые могут иметь к этому отношение, был сделан Джексоном и Андерсоном [18]<sup>1</sup>. Они высказали предположение, что скорее всего в мантии действуют механизмы частичного плавления и диффузии по границам зерен. В различных диапазонах частот и для различных диапазонов глубин Земли могут оказаться важными разные механизмы. Лабораторные данные заставляют предположить, что независимо от конкретных особенностей механизма его удастся описать как термически инициированный процесс; таким образом, зависимость затухания от давления и температуры, по крайней мере частично, можно описать в самых общих чертах.

Любое обсуждение механизма неидеальной упругости было бы неполным, если бы мы не упомянули о вязкости. Из лабораторных исследований совершенно очевидно, что зависимость гидродинамического сопротивления твердых тел от температуры и давления в общих чертах точно такая же, как и затухания. Трудность состоит в том, что поставить лабораторный опыт, непосредственно относящийся к мантии, пока еще невозможно. У нас имеются данные, позволяющие лишь предполагать, что затухание и вязкость взаимосвязаны; например, модели вязкости мантии, основанные на данных о ледниковых нагрузках [26], имеют большое сходство с неидеальной упругостью мантии, полученной по затуханию сейсмических волн [6]. Чтобы непосредственно сравнить механизм вязкого течения за время сотни тысяч лет с затуханием сейсмических колебаний с периодами несколько секунд, требуется экстраполировать данные по частотам более чем на десять порядков. Трудно придумать примеры физических явлений, которые без существенного изменения своего механизма покрывали бы этот диапазон на шкале времени. Например, возможно, что в верхней мантии затухание высокочастотных сейсмических колебаний является следствием инициированного напряжениями потока частично расплавленного материала через пространство между зернами. Этот поток может иметь довольно короткое время релаксации, тогда как длительная деформация, связанная с ползучестью или вязкостью, может регулироваться диффузией неоднородностей в кристаллической решетке. Если бы такая ситуация имела место в действительности, нельзя было бы ожидать наличия какой-либо связи между вязкостью и затуханием. С другой стороны, если бы оба явления управлялись движением неоднородностей, инициированным напряжениями, с экспоненциальной зависимостью от температуры и имели бы одну и ту же энергию возбуждения, то вязкость оказалась бы прямо пропорциональной неидеальной упругости [5]. Такого случайного стечения обстоятельств, вероятно, нельзя было бы даже предполагать, если бы не тот замечательный факт, что вязкость и неидеальная упругость оказываются в действительности пропорциональными друг другу. Однако последние работы, посвященные упругости и плотности, в которых приводятся данные о фазовых изменениях в мантии, делают еще менее вероятным предположение, что при различиях в масштабах времени более чем на десять порядков в мантии происходят одни и те же процессы с соизмеримыми энергиями возбуждения. Поэтому ясно, что мы не можем еще придавать особого значения видимой связи между затуханием и вязкостью. В то же время, однако, мы признаем важность определения реологических свойств Земли из-за их преобладающего значения в управлении такими геологическими процессами, как конвекция в мантии, раздвигание океанического дна (спрединг), образование гор и дрейф континентов. Отметим также, что такая благоприятная возможность измерить вязкость мантии, которая предоставлена нам послеледниковым поднятием Фенноскандии, исключительно редка и, возможно, уже исчерпана. Следовательно, нужно продолжать исследование вязкости мантии при помощи сейсмических волн как источника наиболее непосредственных данных о свойствах материала. В конечном итоге мы должны определить

<sup>1</sup> Этот вопрос хорошо освещен в кн.: Гуревич Г. И., «Деформируемость сред и распространение сейсмических волн», «Наука», М., 1974.— *Прим. ред.*

состав, структуру, упругие параметры, плотность и температуру, используя совместно все доступные и имеющие к этому отношению геофизические данные. После того как будут получены более полные данные и описаны условия в глубинах Земли, лабораторные эксперименты должны указать нам способ определения реологических свойств. В свете этого затухание имеет особое значение из-за своей, возможно, сильной зависимости от температуры.

Таким образом, наша первая задача состоит в определении сейсмической неидеальной упругости для всех возможных типов экспериментов, включая объемные волны, поверхностные волны и собственные колебания. Затем эти данные можно будет обратить в то, что мы сможем толковать как зависимость от глубины неупругих свойств собственно вещества Земли. В этом обзоре основное внимание уделено сводке имеющихся данных и описанию экспериментов, в которых они были получены. Мы увидим, что эти данные еще довольно неопределенные, так что пока оправдана только очень грубая их инверсия. Можно ожидать, что будущие достижения в усовершенствовании длиннопериодной сейсмической измерительной аппаратуры, в расшифровке горизонтальной неоднородности и в умении ее учитывать значительно расширят наши сведения о неидеальной упругости Земли.

### МЕХАНИЗМ СЕЙСМИЧЕСКОГО ЗАТУХАНИЯ

Многообразие возможных механизмов неидеальной упругости может сбить с толку, даже если ограничиться только теми механизмами, которые имеют отношение к затуханию в поликристаллических твердых телах при высоких температуре и давлении. Их многосторонний обзор дан Джексоном и Андерсоном [18] и Гордоном и Нельсоном [15]; оба обзора позволяют прийти к заключению, что механизмы, действующие в мантии, это скорее всего межкристаллическая термоупругая релаксация, диффузия по границам зерен и частичное плавление. Все эти механизмы могут вызвать зависящее от частоты затухание; поэтому не было бы неожиданностью, если бы мы обнаружили такой же эффект в Земле.

Упругость твердых тел регулируется главным образом внутриатомными силами кристаллической решетки. Для большинства материалов они зависят в основном от молекулярного объема и лишь в небольшой степени от изменения температуры при постоянном объеме. Благодаря этому свойству упругость дает информацию о плотности и химическом составе; иными словами, давление и температура влияют на плотность, а она в свою очередь изменяет упругость металла. Однако неидеальная упругость регулируется диффузией на неоднородностях; поэтому на нее могут влиять температуропроводность, размеры зерен, концентрация и подвижность дефектов. Большинство прямых лабораторных данных относится к термически активированным механизмам, для которых удельный коэффициент затухания, или внутреннее трение, можно записать в виде

$$Q^{-1} = A(P, T) \exp\left(-\frac{E^* + PV^*}{RT}\right),$$

где  $E^*$  и  $V^*$  — энергия активации и объем, охваченный процессом;  $P$  и  $T$  — давление и температура. Например, если бы механизм затухания представлял собой диффузию дефектов,  $E^*$  было бы энергетическим барьером, который дефекты должны преодолеть, чтобы продвинуться в следующее положение равновесия. В этом случае под  $V^*$  следует понимать изменение объема, происшедшее в кристаллической решетке из-за перемещения дефекта. Зависимость функции  $A(P, T)$  в этом равенстве от температуры и давления может оказаться несущественной; эта функция введена, чтобы подчеркнуть, что описательное выражение «термически инициированный процесс» не означает, что зависимость от температуры и давления полностью описывается экспоненциальным членом.

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Первоначально для линейных систем  $Q^{-1}$  определялось как отношение энергии, потерянной за один цикл, к общей оставшейся энергии.  $Q$  следующим образом входит в дифференциальное уравнение для линейных затухающих колебаний:

$$\ddot{X} + (\omega_0/Q)\dot{X} + \omega_0^2 X = 0.$$

Его решение, очевидно, есть

$$|X = \operatorname{Re} \{Ae^{-\omega_0/2Q} e^{i\omega t}\},$$

где

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{1}{2Q}\right)^2}.$$

На этом представлении основано изучение собственных колебаний по стоячим волнам. Вообще говоря, для собственных колебаний  $Q^{-1}$  можно определить по ширине спектральных пиков на уровне половины их максимума. На практике из-за нестационарности шума и интерференции близких гармоник эта методика оказывается не самой эффективной.

Значительно эффективнее рассматривать затухание отдельных колебаний во времени. Это можно реализовать с помощью спектрально-временного анализа, вычисляя спектры колебаний в скользящем временном окне.  $Q^{-1}$  подбирается так, чтобы выполнялось соотношение

$$A(t) = e^{-\omega_0 t/2Q},$$

где  $t$  — начальное время для каждого окна. Пример этой методики иллюстрируется на фиг. 1.

Противоположный подход состоит в том, что данные пропускаются через узкополосный фильтр, настроенный на некоторую гармонику собственных колебаний, и наблюдается скорость затухания амплитуды во времени.

Особенно удобен цифровой фильтр с характеристикой

$$F(\omega) = \frac{i\omega\omega_0}{(\omega^2 - \omega_0^2) - i\omega\omega_0/2Q_f}. \quad (1)$$

Таким образом, и данные, и фильтр можно выразить через коэффициент затухания  $Q$ .

Если на такой фильтр подается затухающий синусоидальный сигнал  $\exp(-\omega_0 t/2Q_s) \cdot \sin \omega_0 t$ , то на выходе получается

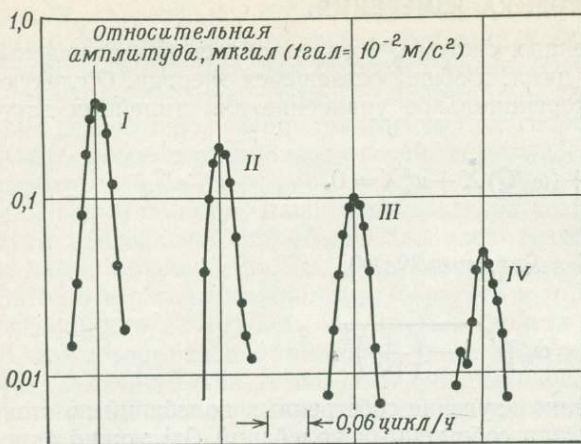
$$\frac{\exp\left(-\frac{\omega_0 t}{2Q_f}\right) - \exp\left(-\frac{\omega_0 t}{2Q_s}\right)}{(Q_s^{-1} - Q_f^{-1}) \left[4 + \frac{(Q_f - Q_s)^2}{Q_s Q_f}\right]} [4 \sin \omega_0 t + (Q_s^{-1} + Q_f^{-1}) \cos \omega_0 t] \times \\ \times \left[ \frac{\exp\left(-\frac{\omega_0 t}{2Q_f}\right)}{2Q_f} + \frac{\exp\left(-\frac{\omega_0 t}{2Q_s}\right)}{2Q_s} \right] \left[ \frac{\sin \omega_0 t}{4 + \frac{(Q_f - Q_s)^2}{Q_f Q_s}} \right]. \quad (2)$$

Здесь  $Q_f$  и  $Q_s$  — значения  $Q$  для фильтра и сигнала.

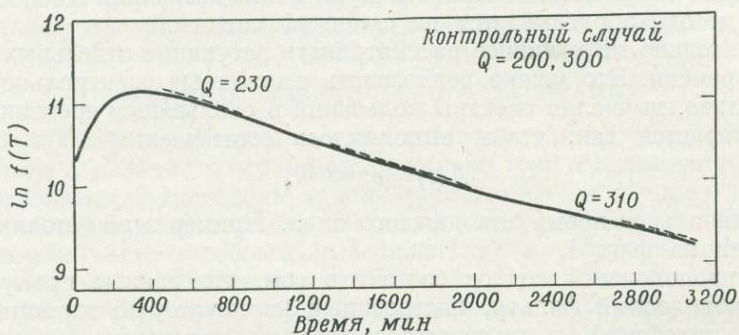
Первый член этого выражения, несомненно, более важен. Ясно, что  $Q_f$  ниже, чем ожидаемое  $Q_s$ . Если бы  $Q_f$  было выше, то мы увидели бы только затухание его переходного процесса. Функция (2) вначале равна нулю и возрастает до максимума за время, зависящее от  $Q_f$ ; затем ее огибающая стремится к нулю как

$$\{\exp(-\omega_0 t/2Q_f) - \exp(-\omega_0 t/2Q_s)\}.$$

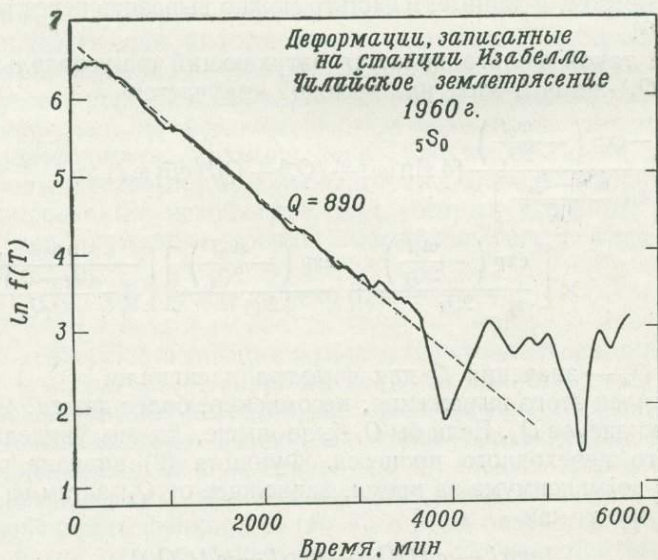
График этой функции в полулогарифмическом масштабе асимптотически приближается к кривой с угловым коэффициентом  $-\omega_0/2Q_s$  при условии,



Фиг. 1. Спектр колебания  ${}_0S_9$  для 56 перекрывающихся временных окон, расположенных в интервалах длительностью 13 ч [27]; наиболее подходящее  $Q$  для этого колебания равно 366.



Фиг. 2. Выход узкополосного цифрового фильтра для искусственного примера: два колебания с одинаковым периодом 16 мин и разными  $Q$ . Отметим изменение наклона после приблизительно 2000 мин; оно указывает на гармонику с высоким  $Q$ .



Фиг. 3. Выход узкополосного фильтра, настроенного на частоту радиального колебания  ${}_5S_0$ . Отметим, что это колебание не было заранее идентифицировано. Для фильтра  $Q = 400$ .

что  $Q_s > Q_f$ . Таким образом, мы можем определить время, необходимое для надежного измерения  $Q$ , из равенства (2).

Если, например, для фильтра  $Q_f = 100$ , ожидаемое  $Q_s \approx 400$  и вклад переходного процесса фильтра должен быть менее 10% выходных данных, то мы найдем, что потребуется 97 циклов сигнала, прежде чем прямая даст надежное  $Q$ . Аналогично можно определить, как долго надо записывать два наложенных колебания, чтобы измерить  $Q$  для каждого из обоих колебаний. На фиг. 2 показан искусственный пример: наложение слабого сигнала с высоким  $Q$  и сильного с более низким  $Q$ . Разделение колебаний возможно, если времени достаточно, чтобы увидеть различие прежде, чем сигналы ослабнут до уровня шума.

Особое преимущество методики фильтрации состоит в том, что можно сразу же обнаружить на выходе фильтра влияние нестационарного шума или постороннего источника — афтершоков или атмосферных процессов. Благодаря возможности различить такие помехи и избежать включения их в измеренный спектр, общая надежность результатов эксперимента возрастает. Один результат эта методика дает немедленно: точное время, за которое сигнал затухает до уровня шума. В качестве примера на фиг. 3 показано колебание  ${}_5S_0$ . Ясно, что после 60 ч спектр этого сигнала испорчен шумом.

### БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Для упругой волны, распространяющейся в среде с затуханием, смещение в одномерном случае может быть записано как

$$A = \exp\left(-\frac{\omega X}{2UQ}\right) \cdot \cos KX,$$

где  $K$  — волновое число;  $U$  — групповая скорость;  $X$  — расстояние. Таким образом,  $Q$  можно получить, измерив амплитуды в различных местах. В трехмерном случае, кроме того, должны быть внесены поправки на геометрическое расхождение. Особенно эффективно можно измерить затухание по многократному пробегу поверхностной волны вокруг Земли. Поскольку измеряются амплитуды одной и той же группы волн, не нужны никакие предположения об источнике.

Для поверхностной волны со спектром  $A(\omega, \Delta)$ , полученным для двух различных точек земного шара,

$$U = \frac{(t_2 - t_1) \left( \frac{d\varphi_2}{d\omega} - \frac{d\varphi_1}{d\omega} \right)}{\Delta_2 - \Delta_1}$$

и

$$Q = \frac{\omega (\Delta_2 - \Delta_1)}{2U \ln \left( \frac{A_2}{A_1} \right)},$$

где  $t$  — время прихода каждой волновой группы;  $\varphi$  и  $A$  — фазовый и амплитудный спектры Фурье;  $\Delta$  — угловое расстояние, пробегаемое волной. Все параметры могут быть непосредственно определены из спектра. Применение этого метода продемонстрировал Бен Менахем [10].

Вместо вычисления групповой скорости по спектру, как в выше изложенном способе, можно обработать сейсмограмму с помощью узкополосного фильтра и определить групповые скорости непосредственно по временам прихода отфильтрованных волновых групп. Канамори [22] использовал этот подход, который, по-видимому, дает более устойчивые оценки групповой скорости<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> О современных методах вычисления колебаний измерения групповой скорости и т. п. см. работы Левшина А. Л., Погребинского В. Ф. и др. в сб. «Вычислительная сейсмология», вып. 6—8, «Наука», М., 1974—1975 гг. — Прим. ред.

## СМЕШАННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ С БЕГУЩИМИ И СТОЯЧИМИ ВОЛНАМИ

Хорошо известно, что собственные колебания можно описать, как суперпозицию поверхностных волн, бегущих в противоположных направлениях вокруг Земли. Обозначим групповую скорость некоторой гармоники через  $U(T_1)$ ,  $U(T_2)$ , где  $T$  — период. Последовательность временных окон  $t_{2n} - t_{2n+1}$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ , определяется с помощью равенств

$$t_0 = \Delta/U(T_1), \quad t_1 = \Delta/U(T_2) \text{ (1-е вступление),}$$
$$t_2 = (2\pi - \Delta)/U(T_1), \quad t_3 = (2\pi - \Delta)/U(T_2) \text{ (2-е вступление)}$$

и т. д.

Преобразование Фурье на этих интервалах укажет спектральные пики, соответствующие главным образом колебаниям с выделенными групповыми скоростями. Этот метод становится непригодным, когда число вступлений возрастает, так что временные окна для групповых скоростей начинают сильно перекрываться. Величина  $Q$  вычисляется по амплитуде спектральных пиков так же, как в эксперименте со стоячими волнами. Если исключить временные интервалы, на которых не должен приходиться сигнал, то общее отношение сигнала к шуму возрастает.

## ЭКСПЕРИМЕНТ С ОБЪЕМНЫМИ ВОЛНАМИ

Канамори [19—21] описал общий метод, с помощью которого можно изучать затухание, используя отражения от ядра. Например, пусть спектр волны  $P$  задается выражением

$$kS(f)T(f)I(f)\exp(-2\pi if\tau)\exp\left[-\pi f\int_P\frac{ds}{Q_\alpha V_P}\right],$$

где  $S(f)$ ,  $T(f)$  и  $I(f)$  — спектр источника, передаточная функция коры и отклик прибора соответственно; последний множитель выражает эффект поглощения; интегрирование производится вдоль траектории луча. Выражение для волны  $PcP$  аналогично, и отношение спектров этих волн позволяет определить множитель

$$\exp\left\{-\pi f\left[\int_P\frac{ds}{Q_\alpha V_P} - \int_{PcP}\frac{ds}{Q_\alpha V_P}\right]\right\}.$$

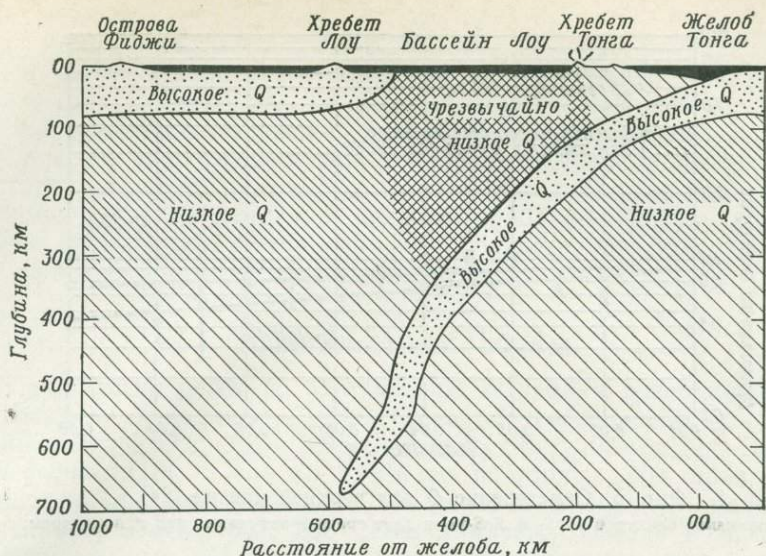
Это непосредственная мера различия в затухании вдоль двух путей в мантии.

## ДАННЫЕ ОБ ОБЪЕМНЫХ ВОЛНАХ

Фактически все эксперименты с объемными волнами основываются на изучении волн от глубоких землетрясений. Для объемных волн определялись три основных типа данных: 1) многократные отражения от границы ядра [32]; 2) отношение спектров волн на различных расстояниях [38]; 3) амплитуды при различных глубинах очага [14] (нормированные к энергии землетрясений).

В любом из этих случаев приходится задавать диаграмму направленности излучения и считать, что  $Q$  не зависит от частоты. Однако вывод Оливера и Айзекса [30] о существовании плит с высокой скоростью сейсмических волн и высоким  $Q$  в районах островных дуг нанес сильный удар по интерполяции  $Q$ , полученного из экспериментов с объемными волнами от глубоких землетрясений. Это как раз те районы с глубокими очагами, где можно ожидать наибольших горизонтальных изменений  $Q$ . Например, Барзанги и Айзекс [8] обнаружили, что  $Q_\beta$  доходит до 20 в аномальной зоне за хребтом Лау, Фиджи. Схематическое представление этих результатов дано на фиг. 4.

Выбирая из определений  $Q$  по объемным волнам усредненные данные по верхней и по нижней мантии, мы обнаруживаем, что  $Q$  на порядок воз-



Фиг. 4. Горизонтальные изменения  $Q$  [8].

растает при переходе из верхней мантии в нижнюю. Однако большой разброс данных затемняет соотношение между  $Q_\alpha$  и  $Q_\beta$ ; они кажутся сравнимыми. Характерные значения  $Q_\alpha$  и  $Q_\beta$  приведены в табл. 1 и 2.

Некоторые эксперименты особенно удачны, например, исследование почти вертикальных многократных отражений волн  $ScS$  и  $sScS$ . Судя по внутренней согласованности отдельных экспериментов, большой разброс опубликованных данных определяется скорее действительным изменением  $Q$  от одного района к другому, чем ошибкой эксперимента. На фиг. 5 и 6 показаны результаты Андерсона и Ковача [4], полученные для верхней и нижней мантии.

Таблица 1

$Q$  для верхней мантии по объемным волнам

$Q_\alpha$	$Q_\alpha^{-1} \cdot 10^4$	Ссылка	$Q_\beta$	$Q_\beta^{-1} \cdot 10^4$	Ссылка
93	108	[38]	< 160	> 62	[36]
475	21	[11]	150	67	[31]
180—240	42—56	[19—21]	151—185	66—54	[4]
140	71	[17]	350	29	[31]
30—300	33—333	[39]	200	50	[24]
500—2000	5—20	[29]	100	100	[14]

Таблица 2

$Q$  для нижней мантии по объемным волнам

$Q_\alpha$	$Q_\alpha^{-1} \cdot 10^4$	Ссылка	$Q_\beta$	$Q_\beta^{-1} \cdot 10^4$	Ссылка
1600—6000	2—6	[19—21]	1430	7	[4]
2370	4	[17]	2200	5	[24]
1000	10	[38]			



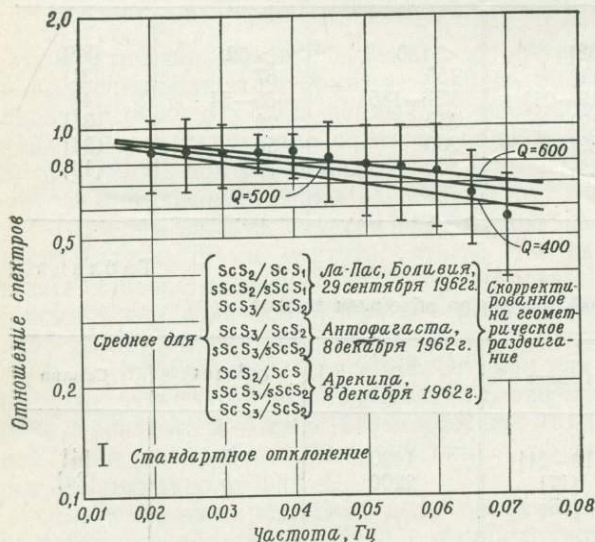
Фиг. 5. Определение  $Q$  для верхней мантии [24].

Отношение спектров  $sScS$ - и  $ScS$ -волн дает среднее затухание над гипоцентром.

Средние значения  $Q$  для мантии в целом здесь не приводятся, потому что на них очень сильно влияет низкое  $Q$  в верхней мантии. Сводка таких определений дана Джексоном и Андерсоном [18].

Все эксперименты, описанные выше, указывают на существование зоны пониженного  $Q$  в верхней мантии. Например, Федотов [14] приводит данные об объемных волнах, которые дают  $Q_B = 60$  в слое толщиной около 40 км на глубине 90 км; Андерсон и Аршамбо [3] получили по поверхностным волнам  $Q_B$ , равное 80—100 на глубине, соответствующей зоне пониженной скорости сейсмических волн. Таким образом, тот факт, что для верхней мантии на глубине около 600 км среднее  $Q_B$  равно 160, может быть в основном следствием наличия тонкой зоны пониженного  $Q$ ; возможно, нам не следует приписывать верхней мантии в целом какое-либо среднее значение  $Q$ .

Разработан ряд методов, которые позволяют определять разрезы  $Q$  по наблюдениям за амплитудами объемных волн. Они включают аналитическую методику [34], в которой амплитуды представляются с помощью формулы обращения Герглотца — Вихерта. Тенг [38] находил подходящую модель методом проб и ошибок. Федотов [14] использовал графический метод, связывающий энергию землетрясения, расстояние и глубину эпи-



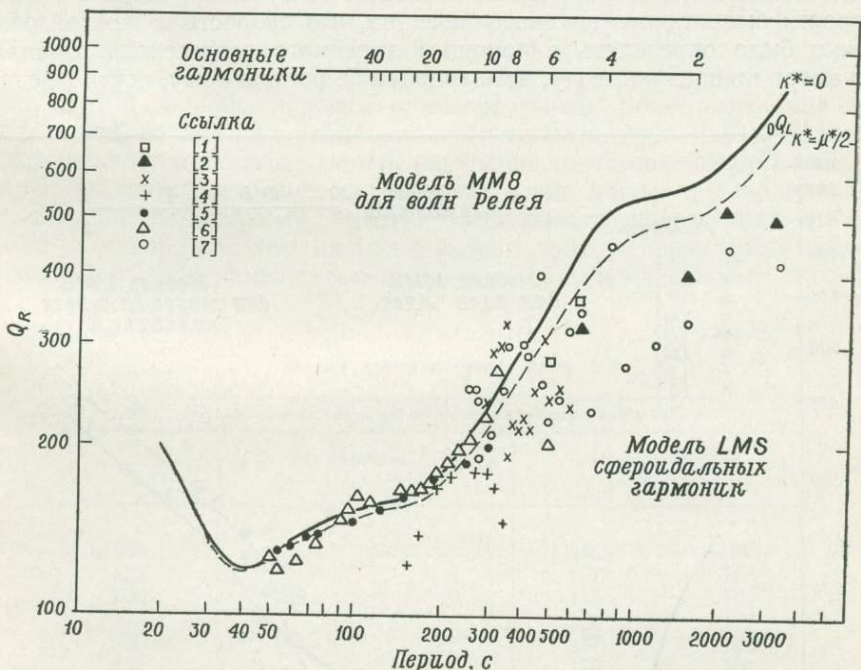
Фиг. 6. Определение  $Q$  для мантии в целом [24].

Отношение спектров  $ScS$ - и  $sScS$ -волн вместе с данными, показанными на фиг. 5, дает  $Q = 2200$  для мантии ниже гипоцентра.

центра, чтобы определить среднее поглощение, как функцию глубины. Наконец, по многократным отражениям от ядра можно непосредственно измерить среднее поглощение в области, пересеченной отраженными волнами, что позволяет независимо определить поглощение над гипоцентром и под ним. Во всех случаях делается предположение о независимости  $Q$  от частоты; на рассматриваемом диапазоне объемных волн (0,2—100с) это, по-видимому, еще не составляет большой проблемы. Однако, когда будут выделены эффекты горизонтальной неоднородности, зависимость от частоты может приобрести реальное значение.

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

Из множества работ по определению затухания поверхностных волн самая ранняя, по-видимому, принадлежит Гутенбергу [16]; он наблюдал затухание волн  $G$  с периодом 100с. Сводка всех результатов дана Джексоном и Андерсоном [18], и мы не будем ее повторять. Мы придаем большее значение средней величине  $Q$  в верхней и нижней мантии, чем региональным изменениям. Это демонстрируется фиг. 7 и 8, где даны в сглаженном виде два обширных множества данных, полученных Бен Менахемом [10] и Канамори [22]. Для сравнения приведены также данные Андерсона и др. [6], по которым построена модель ММ8 для  $Q$  (табл. 3; фиг. 9). Бен Менахем [10] использовал записи напряжений и смещений, полученные в Пасадене и на станциях WWSS от 12 различных сильных землетрясений. Пути распространения поверхностных волн проходили через различные области: океанические, тектонические и платформенные, в кото-



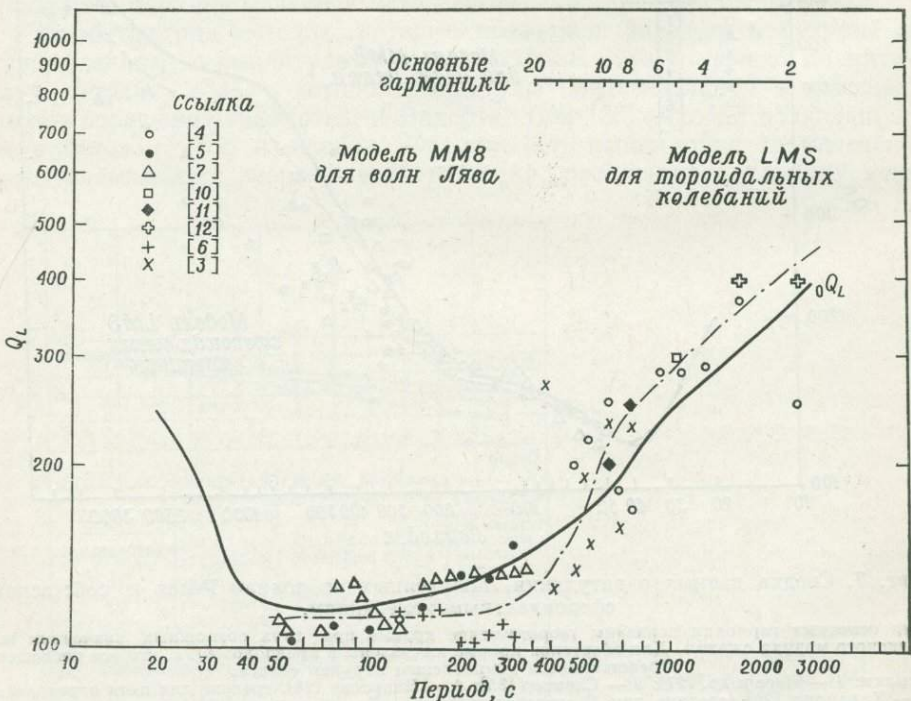
Фиг. 7. Сводка данных о затухании, полученных по волнам Релея и собственным сферидальным колебаниям.

Для основных гармоник показаны теоретические кривые при двух возможных значениях комплексного модуля сжатия. Для обертонов кривые вычислены в предположении, что все поглощение представляется комплексным модулем сдвига.  
Ссылки 1 — Несс и др. [27]; 2 — Сликтер [35]; 3 — Навроози [28], средние для пяти определений; 4 — Канамори [22], средние для 13 определений; 5 — Бен Менахем [10], сглаженная кривая 40 множеств данных; 6 — Андерсон и др. [6]; 7 — настоящая работа, среднее, полученное по данным Чилийского землетрясения 1960 г. и Аляскинского землетрясения 1964 г.; 8 — Дратлер и др. [12], данные Колумбийского землетрясения 1970 г. (Пайзон, лагерь Эллиот); 9 — настоящая статья, данные Колумбийского землетрясения 1970 г. (Нана); 10 — Олсон и др. [1]; 11 — Мак-Доналд и Несс [25]; 12 — Смит [37].

Модели Q

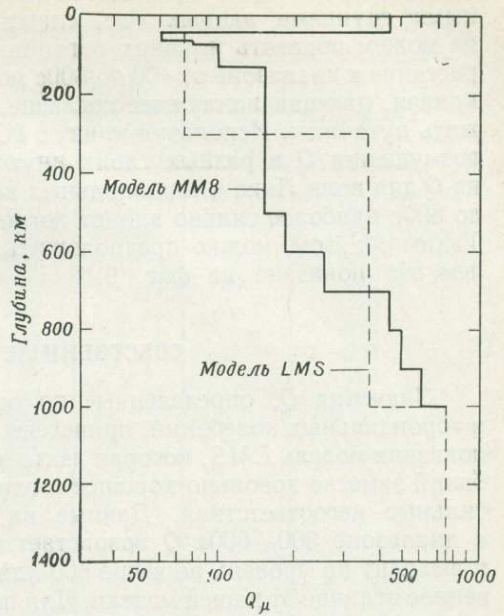
Поверхностные волны			Собственные колебания		
Толщина слоя, км	Глубина кровли слоя, км	$Q_{\mu}$ (модель ММ8)	Толщина слоя, км	Глубина кровли слоя, км	$Q_{\mu}$ (модель LMS)
38	0	450	300	0	75
22	38	60	700	300	375
10	60	80	1898	1000	750
55	70	100	Ядро	2898	$\infty$
375	125	150			
100	500	180			
100	600	250			
100	700	450			
100	800	500			
100	900	600			

рых фазовые скорости сильно различаются; однако разброс полученных значений  $Q$  был так велик, что не удалось проследить зависимость  $Q$  от пути распространения. Результат сглаживания данных Бен Менахема приведен в табл. 4. Канамори [22] после тщательного изучения поверхностных волн от землетрясения на Курильских островах по 13 различным записям, соответствующим разным путям распространения, получил аналогичные результаты. Указывалось, какие участки каждого пути лежат в океанических, тектонических и платформенных областях. Полученные данные о фазовой скорости были такого высокого качества, что скорости в каждой области можно было определять с помощью линейного регрессионного анализа. Канамори пришел к выводу, что вариации  $Q$ , по-видимому, почти не связаны



Фиг. 8. Сопоставление данных о затухании, полученных по волнам Лява и торидальным собственным колебаниям.

Сплошные линии вычислялись для моделей ММ8 и LMS. Пунктирные линии указывают наилучшее приближение к основным гармоникам. Ссылки см. в подписи под фиг. 7.



Фиг. 9. Распределение комплексного модуля сдвига с глубиной для двух моделей: *MM8* (используется для поверхностных колебаний) и *LMS* (используется для собственных колебаний). Численные значения сведены в табл. 3.

с тектонической природой пути, так что регрессионный анализ данных о  $Q$  не имел бы смысла.

На фиг. 7 и 8 приведены логарифмические средние данных Канамори. Учитывая большое число измерений и разнообразие путей, для которых они осреднялись, различие результатов этих двух работ, особенно в диапазоне от 150 до 350с, кажется примечательным. Более того, для волн Релея и для волн Лява различия соответствуют друг другу. Наконец, каждое множество данных кажется внутренне согласованным. Мы провели кривую, дающую наилучшее согласие со всеми данными о волнах Лява (фиг. 8); она, по-видимому, требует более резкого возрастания  $Q$  между 400—800с, чем представлено на нашей модели. Этот диапазон также является переходным от экспериментов с бегущими волнами к экспериментам со стоя-

Таблица 4

$Q$  для поверхностных волн

$T, c$	Логарифмические средние опубликованных значений			
	Бен Менахем [10] (12 путей)		Канамори [22] (13 путей)	
350			146	97
325			167	100
300	198	149	178	104
275			180	110
250	185	142	187	105
225			176	102
200	177	133	168	102
175			137	117
160			123	
150	159	118		114
125				116
100	146	108		
75	138	109		
60	132	100		
55	130	103		

чими волнами. Пока приходится принять, что несоответствие между разными группами данных есть следствие ошибки эксперимента. Мы еще не можем показать никаких региональных различий. Сходное резкое возрастание в диапазоне от 400 до 800с можно видеть на фиг. 7 для волн Релея; кривая, дающая наилучшее согласие, на фигуре не показана, чтобы избежать путаницы. Используя кривую  $\partial Q_0^{-1}/\partial Q_B$  — изменение общего  $Q$  за счет возмущения  $Q$  в разных слоях внутри Земли [3], мы обнаруживаем, что на  $Q$  для волн Лява и тороидальных колебаний в диапазоне периодов от 400 до 800с наиболее сильно влияет поглощение на глубинах от 400 до 800 км. Таким образом, можно предположить, что  $Q$  здесь возрастает более резко, чем это показано на фиг. 9.

### СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Значения  $Q$ , определенные по основным гармоникам сфероидальных и тороидальных колебаний, приведены в табл. 5 и 6 и на фиг. 7, 8. На фиг. 9 показана модель  $LMS$ , которая взята за исходную. Для тороидальных колебаний заметно довольно хорошее согласие; для сфероидальных имеют место сильные несоответствия. Данные на фиг. 8, очевидно, указывают, что в диапазоне 300—600с  $Q$  возрастает более резко, чем на нашей модели, и выходит на уровень не выше 500 для периодов больше 1000с; это существенное отличие от нашей модели. Для полноты картины в табл. 7 и на фиг. 10 даны обертоны радиальных колебаний. В этом случае мы делаем вывод, что модель адекватно описывает данные, хотя разброс данных для обертонов низких порядков радиальных колебаний велик.

Таблица 5

$Q$  основных тонов сфероидальных колебаний  $0S_l$

l	Ссылка (см. подпись под фиг. 7)					Модель $LMS$
	1	2	3	7	10	
2		500		420	370	420
3		520		450		360
4		400		330		340
5				300		410
6				270		580
7				460		670
8				230		
9	366	320		350		
10			233	320		
11			254	240		
12	280	200	242	220		
13			310	260		
14			252	403		
15			214	290		
16			224	300		
17			215			
18			219			
19			189	300		
20			330	250		
21			305			
22			291			
23			241	210		
24				210		
25				190		
26				240		
27				250		
28				250		
29				250		
30						

Таблица 6

## Q основных тонов тороидальных колебаний

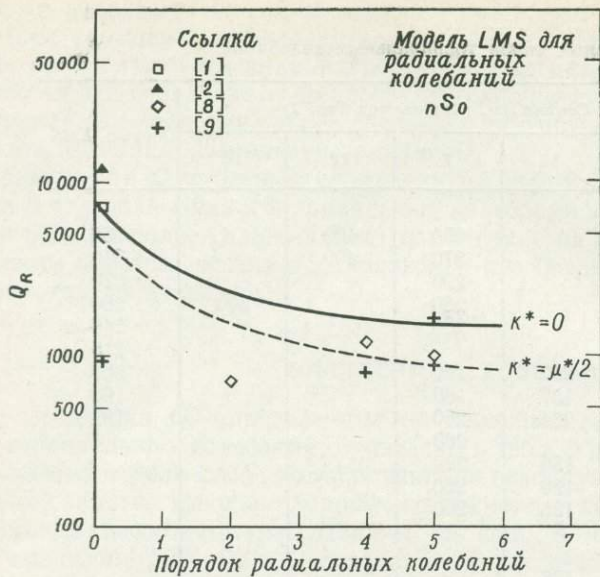
l	Ссылка (см. подпись под фиг. 7)					Модель LMS
	1	3	7	12	10	
2			250	400		380
3			370	400		310
4			290			270
5			280		300	260
6			280			240
7						215
8	250	232	170			200
9		157	180			190
10	200	234	250			180
11			260			
12		150	220			
13		190	260			
14		135	200			
15						
16						
17		126				
18		270				

Таблица 7

Q радиальных колебаний  $nS_0$ 

n	Q	Ссылка	Станция
0	7 500 12 000 900	[27] [35] [37]	Чили—UCLA Аляска—UCLA Чили—Изабелла
1		Наблюдений нет	
2	672 } 704 }	[12]	Колумбия—Эллиот Колумбия—Пайзон
3		Наблюдений нет	
4	1 173 } 1 156 } 790 750	[12] Настоящая работа То же	Колумбия—Эллиот Колумбия—Пайзон Чили—Нана Чили—Изабелла
5	938 } 927 } 1 570	[12] Настоящая работа	Колумбия—Эллиот Колумбия—Пайзон Колумбия—Нана

В последних работах Дратлера и др. [12] и Дзевонски [13] показано, что более высокие гармоники колебаний можно идентифицировать, учитывая, что  $Q$  для них больше. Предварительный расчет  $Q$  для высоких гармоник был проведен для сфероидальных колебаний на периодах 600—3000с и для тороидальных на периодах 400—2600с. Эти диапазоны приблизительно покрывают первый и второй обертоны с порядком по поверхности от 2 до 8. В этом диапазоне  $Q$  резко зависит от порядка гармоники. Это означает, что, когда экспериментальные данные станут надежными, мы получим очень чувствительный инструмент для определения разреза  $Q$  в нижней мантии. Насколько нам известно, до сих пор не было опубликовано никаких надежных данных о  $Q$  для обертонов, за исключением радиальных колебаний,

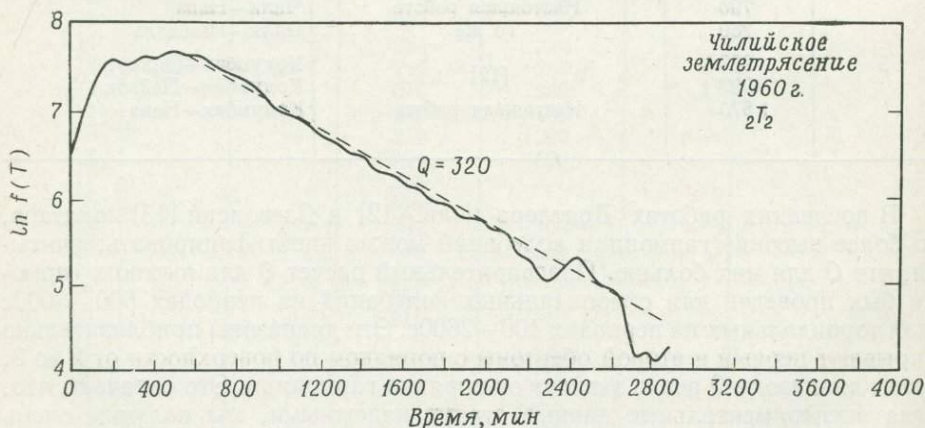


Фиг. 10. Сводка данных о затухании обертонов радиальных колебаний. Ссылки см. в подписи под фиг. 7.

представленных на фиг. 10, и изредка наблюдаемого обертона  ${}_1S_n$ . На фиг. 11 и 12 показаны примеры измерений  $Q$  для основного тона и второго обертона тороидальных колебаний, полученные с помощью узкополосной фильтрации. В последнее время во всем мире возросло число и качество длиннопериодных станций, что позволит получить в недалеком будущем большое количество совершенных данных об обертонах колебаний.

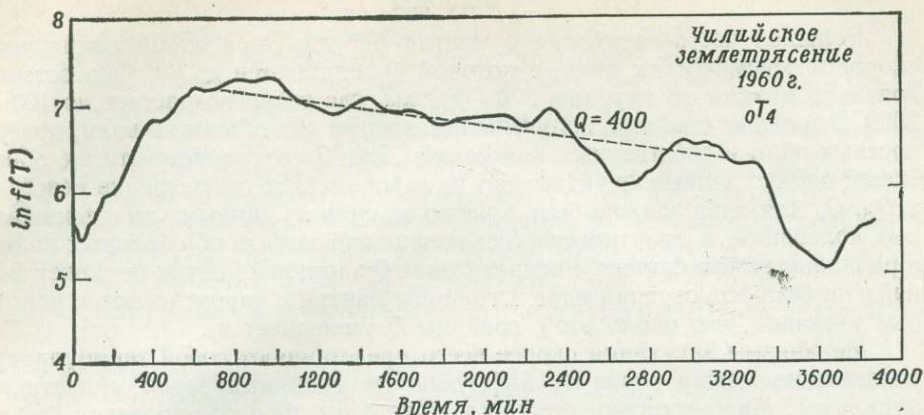
Фазовые превращения в мантии могут сильно влиять на  $Q$ . Если, например, сейсмические волны взаимодействуют с фазовыми переходами в интервале времен, соответствующих собственным колебаниям (цикл/ч), а не объемным волнам (цикл/с), то это объясняет некоторые несоответствия в данных о  $Q$ , в частности в данных о радиальных и сфероидальных колебаниях, с одной стороны, и тороидальных колебаниях — с другой (взаимодействие было бы сильнее для первых колебаний, при которых изменяется объем).

Трудности измерения  $Q$  для собственных колебаний концентрируются вокруг таких вопросов, как разделение различных колебаний одной и той же частоты, нестационарность шумов Земли и возбуждение колебаний от афтершоков.



Фиг. 11. Выход цифрового узкополосного фильтра, настроенного на частоту колебания  ${}_2T_2$ .

$Q$  фильтра равно 100. Наилучшее согласование с данными дает  $Q = 320$ .



Фиг. 12. Выход цифрового узкополосного фильтра, настроенного на частоту колебания  $0T_4$ .

$Q$  фильтра равно 100. Наилучшее согласование с данными дает  $Q = 400$ .

Подводя итог выводам о  $Q$  для собственных колебаний, мы обнаруживаем некоторую общую закономерность, указывающую на резкое возрастание  $Q$  ниже зоны пониженной скорости сейсмических волн. Для небольших номеров гармоник затухание тороидальных, сфероидальных и радиальных колебаний, по-видимому, не имеет общих закономерностей. В нижней мантии  $Q_B$  для тороидальных колебаний, очевидно, выше, чем в нашей модели, а для сфероидальных колебаний — ниже. Ядро, если принять для него  $Q_\alpha = \infty$ , несомненно, несет ответственность за некоторую часть упомянутого несоответствия. Зона пониженного  $Q$  в нижней мантии или, например, зона, существование которой предположил Тенг [38], также могут дать некоторые эффекты, аналогичные наблюдаемым. Данные о радиальных колебаниях подтверждают интегральные свойства модели.

Следует иметь в виду еще одну сложность —  $Q$  может зависеть от амплитуды; это частично объяснило бы несоответствие результатов Бен Менахема [10] и Канамори [22]. Тот факт, что основные изменения  $Q$  имеют место при переходе от поверхностных волн к собственным колебаниям, дает еще один повод говорить о зависимости  $Q$  от амплитуды (амплитуды собственных колебаний, разумеется, много меньше).

#### ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА

Андерсон и Аршамбо [3] описали в общих чертах метод обращения данных о  $Q$  для поверхностных волн и собственных колебаний в зависимость неидеальной упругости от глубины. С тех пор затрачено много усилий на решение обратной задачи для плотности и упругости; разработанные методы, например, Баккуса и Гилберта [7], можно прямо применять и для неидеальной упругости. Однако из фиг. 7 и 8 ясно, почему не было предпринято серьезных попыток применить эти методы: разброс слишком велик, чтобы можно было определить начальную модель, которая смогла бы привести к каким-либо улучшениям по сравнению с существующими  $Q$ -моделями<sup>1</sup>. В некотором смысле обратная задача определения  $Q$  находится теперь в таком положении, в каком была несколько десятков лет назад обратная задача определения плотности и упругости.

<sup>1</sup> Утверждение автора сомнительно; необходимо опробование методов типа перебора, которые не требуют начальной модели.— Прим. ред.

## ВЫВОДЫ

Большая часть затухания в мантии регулируется зоной пониженной скорости сейсмических волн, в которой  $Q_{\beta}$  снижается до 60. Оно остается довольно низким до глубины 300—400 км, где резко возрастает до 1000—2000. Эти общие свойства получены независимо для объемных волн, поверхностных волн и собственных колебаний. Для  $Q_{\alpha}$  сохраняется та же общая схема; однако данные не указывают на закономерное соотношение между  $Q_{\alpha}$  и  $Q_{\beta}$ .  $Q_{\alpha}$  для ядра должно быть конечным, судя по данным для сфероидальных колебаний, и практически бесконечным по данным об объемных волнах и радиальных колебаниях. Распределение  $Q$  в нижней мантии не может быть найдено без рассмотрения ядра и границы мантии с ядром; имеются некоторые указания, что около этой границы  $Q$  уменьшается.

Механизмы затухания скорее всего представляют собой термоупругую релаксацию между зернами, диффузию по границам зерен и частичное плавление. Маловероятно, чтобы какой-то один процесс определял затухание в мантии. По всей видимости, существует заметная зависимость  $Q$  от частоты; однако она еще не выявлена. В ядре затухание  $Q$  может регулироваться иными процессами, включая магнитоупругие эффекты, и можно надеяться, что будет доказана сильная зависимость от частоты.

Основные данные о  $Q$  гораздо неопределеннее, чем данные о плотности и упругости. Это может быть, в частности, следствием зависимости  $Q$  от частоты и амплитуды. Поэтому серьезные попытки решения обратной задачи для распределения  $Q$  в мантии еще не предпринимались. Определить  $Q$  в мантии важно потому, что чувствительность к температуре и частичному плавлению делает  $Q$  идеальным инструментом для изучения этих свойств.

Чтобы лучше понять неидеальную упругость Земли, необходимо осуществить большую работу в нескольких важных направлениях: изучить горизонтальную неоднородность упругих параметров; экспериментально установить зависимость затухания от частоты в диапазоне частот от сейсмических волн до собственных колебаний; исследовать влияние фазовых переходов на затухание.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alsop L. E., Sutton G. H., Ewing M.*, Measurement of  $Q$  for very long period free oscillations, *J. Geophys. Res.*, **66**, pp. 2911—2915, 1961.
2. *Anderson D. L.*, The anelasticity of the mantle, *Geophys. J.*, **14**, pp. 135—164, 1967.
3. *Anderson D. L., Archaibeau C. B.*, The anelasticity of the earth, *J. Geophys. Res.*, **69**, pp. 2071—2084, 1964.
4. *Anderson D. L., Kovach R. L.*, Attenuation in the mantle and rigidity of the core from multiply reflected core phases, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, **51**, pp. 168—172, 1964.
5. *Anderson D. L., O'Connell R.*, Viscosity of the Earth, *Geophys. J.*, **14**, pp. 287—295, 1967.
6. *Anderson D. L., Ben-Menahem A., Archaibeau C. B.*, Attenuation of seismic energy in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **70**, pp. 1441—1448, 1965.
7. *Backus G. E., Gilbert F.*, The resolving power of gross earth data, *Geophys. J.*, **16**, pp. 169—205, 1968.
8. *Barazangi M., Isacks B.*, Lateral variation of seismic wave attenuation, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 8493—8516, 1971.
9. *Benioff H., Press F., Smith S.*, Excitation of the free oscillations of the earth by earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **66**, pp. 605—619, 1961.
10. *Ben-Menahem A.*, Observed attenuation and  $Q$  values of seismic waves in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **70**, pp. 4641—4651, 1965.
11. *Dorman L. M.*, Anelasticity and the spectra of body waves, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 3877—3883, 1968.
12. *Drahtler J., Farrell W., Block B., Gilbert F.*, High- $Q$  overtone modes of the earth (готовится к печати).
13. *Dziewonski A. M.*, Overtone of free oscillations and the structure of the earth's interior, *Sci.*, **172**, pp. 1336—1339, 1971.
14. *Федотов С. А.*, О поглощении поперечных сейсмических волн в верхней мантии и энергетической классификации близких землетрясений с промежуточной глубиной очага, *Изв. АН СССР, сер. геофиз.*, № 6, стр. 829—849, 1963.

15. *Gordon R. B., Nelson C.*, Anelastic properties of the earth, *Rev. Geophys.*, **4**, pp. 457—474, 1966.
16. *Gutenberg B.*, Dispersion und Extinktion von seismischen Oberflächenwellen und der Aufbau der obersten Erdschichten, *Z. Phys.*, **25**, pp. 377—381, 1924.
17. *Hirasawa T., Takano K.*, Differential attenuation of P-waves as derived from a Hindu-Kush earthquake, *J. Phys. Earth (Tokyo)*, **14**, pp. 49—58, 1966.
18. *Jackson D. D., Anderson D. L.*, Physical mechanisms of seismic wave attenuation, *Res. Geophys. Space Phys.*, **8**, pp. 1—63, 1970.
19. *Kanamori H.*, Spectrum of P and PcP in relation to the mantle — core boundary and attenuation in the mantle, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 559—571, 1967a.
20. *Kanamori H.*, Spectrum of short-period core phases in relation to the attenuation in the mantle, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 2181—2186, 1967b.
21. *Kanamori H.*, Attenuation of P-waves in the upper and lower mantle, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, **45**, pp. 299—312, 1967c.
22. *Kanamori H.*, Velocity and Q of mantle waves, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **2**, pp. 259—275, 1970.
23. *Knopoff L.*, *Q*. *Rev. Geophys.*, **2**, pp. 625—660, 1964.
24. *Kovach R. L., Anderson D. L.*, Attenuation of shear waves in the upper and lower mantle, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, pp. 1855—1864, 1964.
25. *MacDonald G. J. F., Ness N. F.*, A study of the free oscillations of the earth, *J. Geophys. Res.*, **66**, pp. 1865—1911, 1961.
26. *McConnell R. K., Jr.*, Isostatic adjustment in a layered earth, *J. Geophys. Res.*, **70**, pp. 5171—5188, 1965.
27. *Ness N. F., Harrison J. C., Slichter L. B.*, Observations of the free oscillations of the earth, *J. Geophys. Res.*, **66**, pp. 621—629, 1961.
28. *Nowroozi A. A.*, Measurement of Q-values from the free oscillations of the earth, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 1407—1415, 1968.
29. *O'Brien P. N. S.*, Lake Superior crustal structure — a re-interpretation of the 1963 seismic experiment, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 2669—2689, 1968.
30. *Oliver J., Isacks B.*, Deep earthquake zones anomalous structures in the upper mantle and the lithosphere, *J. Geophys. Res.*, **72**, pp. 4259—4275, 1967.
31. *Otsuka M.*, Some considerations on the forms of ScS phases, *Spec. Contrib. Geophys. Inst., Kyoto Univ.*, **2**, pp. 415—425, 1963.
32. *Press F.*, Rigidity of the earth's core, *Sci.*, **124**, pp. 1204, 1956.
33. *Sato R., Espinosa A. F.*, Quality factor inversion determination from the analysis of body wave data, *Pure Appl. Geophys.*, **67**, pp. 15—26, 1967.
34. *Sato Y.*, Attenuation, dispersion, and the wave guide of the G-wave, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **48**, pp. 231—251, 1958.
35. *Slichter L. B.*, Spherical oscillations of the earth, *Geophys. J.*, **14**, pp. 171—177, 1967.
36. *Steinhart J. S., Suzuki Z., Smith T. J., Aldrich L. T., Sacks I. S.*, Explosion seismology, *Carnegie Inst. Wash. Yearb.*, **63**, pp. 311—319, 1964.
37. *Smith S. W.*, An investigation of the earth's free oscillations, Thesis, Calif. Inst. Technol., Pasadena, Calif., 80 pp., 1961.
38. *Teng T.*, Attenuation of body waves and the Q-structure of the mantle, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 2195—2208, 1968.
39. *Utsu T.*, Regional differences in absorption of seismic waves in the upper mantle as inferred from abnormal distributions of seismic intensities, *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ.*, Ser. VII, **2**, pp. 359—374, 1966.

# ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НИЖНЕЙ МАНТИИ

*С. Ранкорн*

(Отделение геофизики и физики планет, Физическая школа,  
Университет Ньюкасла, Великобритания)

В действительно жидких частях планет, очевидно, происходит тепловая конвекция; она имеет большое значение для понимания динамических процессов в атмосферах и в расплавленных ядрах. Физика твердого тела предсказывает, что для расшифровки тектонических явлений и тепловой истории, которая рассматривает временные интервалы в  $10^8$  лет, может быть важно изучение ползучести при температурах значительно ниже точки плавления.

Поэтому тепловая конвекция а priori представляет собой подходящий процесс, объясняющий континентальный дрейф и движения плит. Она дает некоторую возможность понять, почему вегенеровский дрейф произошел поздно, чего не в состоянии сделать гравитационные теории движения плит, привлекательные в других отношениях.

Уравнение Навье — Стокса для конвекции в мантии сводится к уравнению «ползучего течения». Порядок вычисленных величин показывает, что разность плотностей порядка  $10^{-5}$  достаточна для возникновения конвекции со скоростями, согласующимися с данными наблюдений.

Из геофизических данных о мантии следует, что низкие гармоники геоида скорее всего содержат ключ для определения структуры конвекции и, следовательно, для вычисления сил, движущих плиты.

## ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Хотя тепловая конвекция часто встречается в природе и даже была предпринята попытка подчеркнуть уместность привлечения этого механизма для объяснения многих явлений, происходящих в Солнечной системе, существование конвекции в земной мантии неохотно допускается геофизиками; однако в ходе работ по Проекту верхней мантии она стала предметом широкой дискуссии. Доказанная, например, на настоящем симпозиуме бесспорная очевидность больших горизонтальных смещений частей литосферы, или плит, вынудила ученых обратить серьезное внимание на возможность крупномасштабных течений в мантии под этими плитами — безусловно в астеносфере и, возможно, в нижней мантии. Так как тепловая конвекция — естественный способ превращения внутренней тепловой энергии в движение и так как внутри Земли тепло генерируется радиоактивностью, конвекцию а priori можно рассматривать как ключ к пониманию физических процессов в тепловой истории Земли, при условии, что в мантии имеются области, где за большие промежутки времени возможна ползучесть в твердом состоянии.

Конвекция не привлекает внимания исследователей Земли, очевидно, по следующим четырем причинам. Во-первых, по-видимому, отсутствуют прямые геофизические доказательства этого процесса. Во-вторых, о гидродинамике можно сказать с определенностью гораздо меньше, чем о других областях физики, которые традиционно используются при изучении Земли (например, об электромагнетизме или механике). В-третьих, в геологии существует давняя традиция считать более умозрительными, чем фактическими, и потому исключать из рассмотрения объяснения поверхностных явлений глубинными процессами. И наконец, в-четвертых, идея течения в твердой мантии противоречит здравому смыслу. Кроме того, необходимо затронуть вопрос о следующей семантической трудности.

Для многих термин «конвекция» означает понятие об ее возникновении, например о приведении в действие теплом, или о ее структуре, например о регулярной ячейке. Однако этот термин имеет общее значение — «вызванные разностью плотностей движения, происходящие в поле силы тяжести».

Впервые подход к конвекции как механизму тектоники был предложен Григгсом [6]. Холмс [10] предложил рассматривать конвекцию как термодинамический двигатель для объяснения локальных сжатий земной коры при горообразовательных процессах. Венинг-Мейнец [38] использовал эту гипотезу для объяснения прогибов земной коры в океанических желобах; наличие больших отрицательных гравитационных аномалий резко отличает их от других мест, изостатически уравновешенных, и свидетельствует о горизонтальных напряжениях на поднятых крыльях сброса коры.

В дальнейшем Венинг-Мейнец [39, 40] пытался найти другие доказательства существования конвекции: его аргументация была слишком тонкой и поэтому ею часто пренебрегали. Размышляя над удивительной асимметрией расположения океанов и континентов (только 5% суши лежит в океанической полусфере Земли), Венинг-Мейнец пришел к выводу, что это явление связано с тенденцией сиалических слоев располагаться над нисходящими конвективными течениями, а океанического дна — над восходящими; таким образом, любая регулярная ячейчатая конвекция должна стремиться к образованию некоей регулярности в распределении океанов и континентов. Затем он выразил рельеф Земли (высоты для суши и глубины для океана) через ряды сферических гармоник и показал, что гармоники 1, 3, 4 и 5-го порядков доминируют.

Конвективное течение, представленное гармоникой 1-го порядка, уже предлагалось как причина концентрации континентов в одном полушарии в ранний период истории Земли. Венинг-Мейнец указал, что в соответствии с граничной теорией конвекции в сферическом слое Земли, соответствующем мантии, структура конвекции будет характеризоваться гармониками 3, 4 и 5-го порядков.

Венинг-Мейнец вначале не принимал во внимание дрейф континентов и в своих ранних работах фактически доказывал, что так как структура конвекции должна определяться геометрией области конвекции, т. е. мантии, то маловероятно, чтобы эта структура изменилась, за исключением, возможно, ранней истории Земли.

Ранкорн [24, 25] попытался истолковать недавно полученные палеомагнитные доказательства дрейфа континентов в свете этих развивающихся представлений о конвекции. Он доказал, что тепловая конвекция не только является эффективной движущей силой смещения континентов; вследствие неустойчивости, присущей конвективной структуре, можно объяснить тот удивительный факт, что раскол и рассредоточение протоконтинентов Гондваны и Лавразии произошли в относительно «недавнее» время истории Земли — около 100—200 млн. лет назад. По общему мнению, реконструкции континентов, которые приводят к согласованию кривые блуждания полюсов, имеют следующий основной признак: до перми Европа и Северная Америка слагали единый континент (Лавразию), расположенный в низких широтах; Австралия, Южная Америка, Африка, Индия и Антарктида в позднем палеозое группировались вокруг полюса, образуя Гондвану.

Характерно, что сгруппированные континентальные блоки имели более простую конфигурацию, чем сейчас. Сферический гармонический анализ рельефа современной Земли по Венинг-Мейнецу [40] может быть применен к предшествующему расположению континентов; при этом график интенсивности гармоник, как функция их порядка  $n$ , смещается в сторону меньших  $n$ .

Так как континентальные блоки плавают в мантии, они как в прошлом, так и теперь стремятся расположиться вблизи нисходящих потоков конвекции. Таким образом, предшествующий тип конвекции описывается гармониками более низкого порядка, чем настоящий.

Принцип Венинга-Мейнеца, состоящий в том, что континенты располагаются над нисходящими потоками конвекции, по-видимому, убедительно подтверждается в общих чертах тем, что структуры растяжения существуют преимущественно в океанических бассейнах (за исключением Восточно-Африканских рифтовых долин и линии рифтов озера Байкал в Азии); это можно объяснить тем, что континенты удаляются от восходящих потоков. Аналогично структуры сжатия существуют только в континентальных блоках полушария, противоположного Тихому океану. Структуры сжатия на дне Тихого океана должны существовать в том случае, если конвективные ячейки имеют длину волны порядка нескольких тысяч километров, т. е. если существует более двух ячеек.

Ранкорн [24, 25] пришел к заключению, что главным аргументом в пользу конвективных течений служат не только данные о дрейфе континентов, но и следующий факт: вегенеровское рассредоточение протоконтинентов, происходящее в последние 100—200 млн. лет, предполагает, что около 200 млн. лет назад резко изменилось соотношение сил, действующих на континентальные блоки; это, несомненно, лучше объясняется неустойчивостью, присущей «жидким» типам конвекции. Далее Ранкорн показал, что в предшествующей конвекции должна преобладать гармоника четвертого порядка, объяснив, таким образом, на основе принципа Венинга-Мейнеца расположение Лавразии и Гондваны в позднем палеозое вблизи экватора и полюса соответственно. Этот тип конвекции затем сменился конвекцией с сильной гармоникой пятого порядка (доказательства см. в анализе Куды [3]). Ранкорн говорит, что если конвекция охватывает всю мантию, то на границе устойчивости изменение  $n = 4$  на  $n = 5$  можно объяснить увеличением земного ядра, а это — одна из возможных причин изменения структуры конвекции. Однако сущность его доказательства заключалась в том, что континентальный дрейф потерял свою загадочность (как единственное и существенное изменение в жизни Земли, случившееся в период, отстоящий от данного только на 4% от возраста Земли, и не связанное ни с какими другими катастрофическими событиями в земной истории) и просто стал самым последним из четырех длительных эпизодов перестройки коры. Когда ядро было маленьким, установившимся типом конвекции был тип с  $n=1$ . При этом сиалический материал должен был концентрироваться в одном месте: отсутствие континентов в полушарии, в котором расположен Тихий океан, может быть наследием этого раннего распределения материков и океанов. Затем Ранкорн [24, 25] обратил внимание на гистограмму распределения возрастов изверженных и метаморфических пород в щитах Северной Америки, Европы, Африки и Австралии; ее пики находятся около значений 1000, 1800 и 2600 млн. лет. Эти моменты должны были быть глобальными периодами повышенной тектонической активности и могли быть вызваны ранними последовательными изменениями типов конвекции от  $n = 1$  к  $n = 2$ ,  $n = 3$  и  $n = 4$ . Далее он пришел к выводу, что ядро начало формироваться немного раньше 3000 млн. лет назад. По-видимому, это соответствует теории аккреции происхождения Земли, поскольку начальная температура по всей Земле могла быть слишком низкой для ползучести твердого вещества. По теории аккреции железо и силикатные планетезимали, из которых наращивалась Земля, могли когда-то равномерно распределяться по всей Земле, и сегрегация могла начаться тогда, когда началась конвекция. Конечно, это очень спекулятивная теория, которая упоминается здесь лишь как единственная возможность объяснить, что происходило до континентального дрейфа, описанного Вегенером.

За время от начала образования Земли (около 4600 млн. лет назад) до начала обособления ядра радиоактивность (в соответствии с теорией теплопроводности) могла разогреть Землю до современной температуры (если концентрация радиоактивных элементов была подобна той, какая обнаружена в хондритовых метеоритах). Если затем началась конвекция, она могла поддерживать распределение температуры, близкое к адиабати-

ческому. Таким образом, гипотеза конвекции радикально изменила представление об эволюции Земли и особенно о ее тепловой истории. Идея, согласно которой железное ядро формировалось постепенно, была впервые предложена Юри [36] и основывалась на геохимических доводах. Ранкорн [28] показал, что гравитационная энергия, высвобожденная при обособлении ядра, приблизительно в два раза больше энергии, высвобожденной радиоактивностью за все время существования Земли.

### МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАНТИЙ ПРИ МЕДЛЕННЫХ ДЕФОРМАЦИЯХ

При обсуждении конвекции в мантии основным является вопрос о том, какое следует принять соотношение напряжение — деформация — время для пород в различных областях мантии. Данные сейсмологических наблюдений можно почти полностью объяснить, если допустить, что всюду в мантии выполняются законы классической теории упругости. Но постепенно было признано, что, поскольку рассматриваемые напряжения малы и имеют короткие периоды, сейсмические волны могут дать лишь небольшую непосредственную информацию о длительных процессах. Таким образом, хотя определение затухания сейсмических колебаний дает величину  $Q$  для различных частей мантии, при отсутствии понимания физических процессов, включенных в этот диссипативный механизм, эту величину трудно использовать для предсказания длительного неупругого поведения.

Легко понять, почему эта проблема так трудна: скорости деформации гораздо меньше достижимых в лаборатории. Скорость конвективных течений в мантии эквивалентна или, возможно, на порядок больше, чем скорость движения плит, т. е.  $10^{-7}$ — $10^{-6}$  см/с. Размер конвективной ячейки должен быть большим —  $10^8$ — $10^9$  см. Таким образом, скорости деформации в мантии лежат между  $10^{-15}$ /с и  $10^{-17}$ /с, тогда как в лабораторных экспериментах по ползучести твердого тела достигаются значения  $10^{-8}$ — $10^{-9}$ /с. Об интересных экспериментах было сообщено на настоящем симпозиуме; но еще не совсем ясно, как реально применить эти результаты к мантии.

Келвин и Максвелл ввели понятие вязкоупругости, и их уравнения часто применялись при обсуждении динамических процессов в мантии. Используя очень общие физические основания, Ранкорн [24, 25] показал, что твердое тело, к которому прикладывается напряжение сдвига, будет в конце концов приведено тепловым движением в состояние самой низкой внутренней энергии: таким образом, по прошествии очень длительного периода времени и при высокой температуре, несомненно, должна существовать линейная связь между напряжением и скоростью деформации. Итак, различные теории конвекции в мантии, которые предполагают наличие ньютоновой вязкости, могут быть так же физически разумны и имеют то преимущество, что допускают математическое толкование.

Естественно, было отмечено, что модель континентальных плит, плавающих в мантии с конечной вязкостью около  $10^{21}$ П ( $1\text{П} = 1 \text{ дина} \cdot \text{с} \cdot \text{см}^{-2}$ ), объясняет подъем Фенноскандии и северной части Канадского щита в результате устранения ледникового покрова и подъем дна озера Боннвил после осушения озера. Ввиду различных пространственных масштабов соответствие между определенными таким образом величинами вязкости является веским подтверждением того, что за периоды в 10 000 лет или больше механические свойства мантии могут изучаться с помощью теории Ньютона. Однако следует подчеркнуть, как это сделал В. В. Белоусов, возможность альтернативных тектонических причин таких поднятий. По данным Эльзасера [4] и Орована [22], все лабораторные эксперименты по ползучести указывают на сильную линейность отношения между напряжением и скоростью деформации. Эти авторы пришли к выводу, что конвекция в мантии, вероятно, очень отличается от классической термической конвекции в ньютоновых жидких слоях на границе устойчивости. Но так как при всех лабораторных экспериментах с твердым телом скорости деформации ( $10^{-9}$ /с)

очень велики по сравнению со скоростями конвекции в мантии, нельзя считать этот вывод обязательно верным.

Физика твердого тела, однако, предсказывает, что механическое поведение мантии является не вполне упругим и не может быть описано через ньютонову вязкость, если характерный период времени процесса больше сейсмологического, но меньше, чем для континентального дрейфа; для этих промежуточных периодов времени соотношения между напряжением и деформацией могут быть чрезвычайно сложными.

Согласно Джеффрису [11], для понимания неупругих свойств земной мантии надежнее всего опираться на количественные данные классических разделов сейсмологии и теории вращения Земли. Он полагает, что такими данными являются время затухания чандлеровского качания полюса (7—30 лет), слабое затухание амплитуды волн  $S$  и приливное затухание вращения спутников в Солнечной системе. Хотя неупругое поведение сильно зависит от химического состава и температуры тела, Джеффрис исследует, может ли единый закон объяснить эти разнообразные явления. Ломниц [7] изучал неуставившуюся ползучесть при крутильной деформации гранитов в условиях лабораторных температур и давлений. Он обнаружил логарифмическую зависимость от времени, известную металлургам. Формула Ломница дает бесконечную скорость ползучести при нулевом времени; это затруднение устранил Джеффрис, введя модифицированный закон Ломница. Как показал Джеффрис, этот закон объясняет различные явления, упомянутые выше, тогда как вязкоупругость их не объясняет, если, конечно, не принимать разные параметры для разных явлений. Можно возразить, что такое изменение параметров допустимо, если нет физической причины предполагать независимость механизма неупругих процессов от давления, температуры и химического состава. Однако предположение, что простое соотношение может соответствовать фактам, иногда оправдывается. С физической точки зрения не кажется неразумным, что закон неуставившейся ползучести может удовлетворительно описать неупругое поведение силикатной мантии за относительно короткие периоды вышеуказанных явлений, т. е. за периоды от 1 до  $10^7$  с.

Однако Джеффрис продолжает применять этот закон для объяснения негидростатических низких гармоник полей гравитации Земли и Луны. Джеффрис полагает, что они являются результатом негидростатического распределения плотности, возникшего в раннюю историю этих тел и сохранившегося, поскольку соответствующие разности внутренних напряжений меньше предела прочности. Затем, применив соотношение Ломница, Джеффрис показывает, что гравитационные аномалии могли бы существовать и в настоящее время, даже если бы неуставившаяся ползучесть имела место. Джеффрис без труда доказывает, что неуставившаяся ползучесть несовместима с конвекцией в мантии и дрейфом материков. Однако его логическая ошибка состоит в исключении свидетельств дрейфа континентов. Если же их принять, нужно найти другое объяснение для негидростатических фигур Луны и Земли. Ясно, что одно такое объяснение существует. При наличии движений в мантии этих тел их поверхность искажается: гидродинамика является причиной негидростатического поведения. Литтлтон [18] пытается отвергнуть эту возможность: «Ясно, однако, что невозможно существование течений со скоростью до 1 см/год, дающих неравновесные понятия свободной поверхности Земли порядка 0,1 км... энергия на единицу массы, включенной в течение, пренебрежимо мала, и требовались бы скорости порядка многих метров в секунду, чтобы достигнуть поднятий соответствующего порядка...» Литтлтон, конечно, имеет в виду задачу определения высоты, до которой бьет фонтан, но, как будет отмечено в разделе «Теория конвекции», сила, которая должна приниматься во внимание при обсуждении конвекции в мантии, есть сила вязкости, которая почти в  $10^{20}$  раз превышает силы инерции, действующие в задаче о фонтане.

## ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ ПЛИТ КАК ГРАВИТАЦИОННОГО СКОЛЬЖЕНИЯ

Поскольку сейсмология дает мало данных об аномальных свойствах нижней мантии и поскольку границы на глубинах 400 и 1000 км могут помешать пересекающему их течению, широко распространилось мнение, что течение, или конвекция, существует только в астеносфере, температуру которой сейсмологи считают близкой к точке плавления. То, что нижняя мантия остается жесткой даже в течение геологического времени, есть всего лишь дополнительное предположение; оно привлекательно для многих исследователей, которые находят трудной концепцию ползучести в твердом состоянии. (Зачем признавать ее там, где она не кажется неизбежной!) Следовательно, нужно предположить, что в астеносфере существуют чрезвычайно широкие конвективные ячейки, которые и приводят в движение континенты, или что континенты движутся под влиянием присущих им свойств. Популярность последней идеи, как мы уже говорили, соответствует, конечно, почтенной геологической традиции.

Рассмотрим идею, в соответствии с которой плиты растаскиваются от океанических хребтов в результате погружения противоположного края плиты в океанические желоба. Судя по существованию глубокофокусных землетрясений, разумно предположить, что плита погружается на глубину около 500 км, пока не пройдет достаточное время (около  $10^7$  лет) для разрыва плиты, необходимого для ее размягчения. На основании сейсмических данных Пресс [23] предположил, что плотность астеносферы меньше, чем литосферных плит; это не лишено смысла, так как именно астеносфера представляет собой ту область мантии, где возрастание температуры может влиять на плотность сильнее, чем возрастание давления. Разумным значением разности плотностей является величина  $0,1 \text{ г/см}^3$ . Таким образом, сила тяги (возникающая благодаря погружению края плиты в желоб), приложенная к плите, составляет  $5 \cdot 10^{16}$  дин/см на 1 см ширины плиты при предположении, что толщина плиты равна 100 км. Если предположить, что прочность плиты на разрыв равна  $5 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup>, погружение ее краев под влиянием силы тяжести будет тащить ее по астеносфере. Если скорость составляет 3 см/год, градиент скорости равен  $3 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$  при толщине астеносферы 300 км. В предположении, что вязкость плиты составляет  $10^{21}$  П, как это найдено по данным о поднятии Фенноскандии и дна озера Боннвил, напряжение вязкости на противоположной стороне плиты равно  $3 \cdot 10^6$  дин/см<sup>2</sup>. Если взять плиту длиной 10 000 км, сила на 1 см ширины, необходимая, чтобы сдвинуть плиту на 3 см в год, составит  $3 \cdot 10^{15}$  дин/см. Итак, здесь мы, по-видимому, имеем разумный количественный довод в пользу данного механизма — он объясняет скорость движения плит.

Столь же хороший довод можно привести в пользу предположения [8] о том, что плиты скользят вниз по склонам срединно-океанических хребтов под влиянием силы тяжести. Склоны океанического хребта наклонены к горизонту под углом около  $10^{-3}$ ; таким образом, составляющая гравитационного ускорения вниз по склону равна  $1 \text{ см/с}^2$ . Масса 1000-километровой плиты на склоне хребта на 1 см ширины равна  $1,5 \cdot 10^{15}$  г при предположении, что средняя толщина плиты равна 50 км. Отсюда сила на 1 см ширины плиты, движущая ее от хребта, составляет  $1,5 \cdot 10^{15}$  дин/см. Соответствующее напряжение сжатия в пределах лабораторной части плиты меньше, чем разрушающая сила горных пород в лабораторных условиях ( $10^9$  дин/см<sup>2</sup>). По-видимому, для литосферы было бы легче передать такое напряжение сжатия, чем растяжение, хотя из-за давления внутри плиты напряжения растяжения на глубине отсутствуют.

Очевидная критика этих теорий состоит в том, что они не объясняют, как начались движения плит. Первая теория требует, чтобы литосфера была вначале разбита на отдельные куски; затем один край каждой плиты должен быть погружен настолько, чтобы плита начала сама опускаться в предположительно менее плотную астеносферу. При этом не объясняется,

почему литосфера была расколота 100—200 млн. лет назад и начала погружаться в нескольких определенных местах, а не во многих. Слабость второй теории состоит в том, что она никак не объясняет формирование океанических хребтов и физико-химические процессы в мантии, которые вызвали поднятие хребтов.

Рациональна в этих двух теориях попытка объяснить наблюдающееся в настоящее время движение плит. Я думаю, такая линия рассуждения была бы полностью приемлема, если бы современные скорости плит соответствовали перемещению в теперешнее положение из начального, существовавшего в момент образования земной коры. Тогда начальная разбивка литосферы, требуемая первой теорией, и поднятие хребтов, предусматриваемое второй, могли бы считаться начальными условиями, возникшими во время физико-химических процессов, которые сформировали земную кору; в таком случае было бы излишне исследовать детали этих процессов. Но палеомагнитные данные, как и классическое геологическое доказательство континентального дрейфа, показывают, что современный тип движений в литосфере (который мы можем назвать вегенеровским континентальным дрейфом) начался в мезозое 100—200 млн. лет назад и был отличен от типов движений (если они были), имевших место до этого времени.

Как подчеркивал Ранкорн [28], особую важность в любой истории вегенеровского континентального дрейфа имеет тот факт, что дрейф происходит в последний период существования Земли, составляющий несколько процентов от ее возраста. Факт этот недооценивается, когда внимание концентрируется исключительно на впечатляющем доказательстве недавних движений океанического дна.

### ТЕОРИЯ КОНВЕКЦИИ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ МАНТИИ ЗЕМЛИ

Поскольку теория конвекции понята не до конца, по-видимому, лучше начать с разработки некоторых феноменологических идей.

Явление, которое нужно объяснить, заключается в постепенном равномерном движении континентов и океанического дна в последние несколько десятков миллионов лет. Геологические и палеогеофизические данные о горизонтальных движениях континентов за последние 100—200 млн. лет указывают, что со времени распада Лавразии и Гондваны движения составляют в среднем 1—10 см/год. Недавно проведенные геомагнитные исследования океанического дна показали, что движения удивительно равномерны. Данные о дрейфе позволяют сделать вывод, что средние векторы течения изменяются только на расстояниях порядка земного радиуса и за время, сравнимое с геологическими периодами (сотни миллионов лет), т. е. течение имеет ячеистый тип. Геофизические измерения, которые показывают, что мантия не находится в гидростатическом равновесии или отступает от радиальной симметрии, по-видимому, являются единственной непосредственной характеристикой детальной структуры конвекции.

В мантии тепловая конвекция, или неустойчивость, вызывается внутренним радиоактивным разогревом, или теплом, выделяющимся из ядра, или охлаждением вследствие теплопроводности через кору. Альтернативным случаем является «химическая» конвекция, в которой опускание более тяжелого материала высвобождает гравитационную энергию. Условие неустойчивости состоит в достаточно сильном превышении адиабатического градиента, так что число Релея будет больше 1000.

При обсуждении гипотез конвекции возникают различные вопросы. Является ли течение турбулентным или ламинарным, или наложением турбулентного течения на стационарное? Можно ли использовать в качестве первого приближения ньютонову вязкость? Как глубоко проникает течение в мантию? Было ли оно непрерывным или начиналось и прекращалось

в различные периоды истории Земли? Можно ли проследить изменение типа конвекции в течение геологического времени или только со времени начала вегенеровского дрейфа мы вообще можем получить лишь некоторое представление о ее типе? Лабораторные исследования позволяют объяснить процессы ползучести множеством разных механизмов, для которых зависимость от давления сильно различается; поэтому, видимо, преждевременно пытаться указать причину конвекции в Земле. Высказано предположение о быстром повышении вязкости с глубиной; это может ограничить область конвективных течений верхней мантией, возможно, даже слоем пониженной скорости сейсмических волн. Кажется маловероятным, что слой, выделенный при помощи таких быстрых процессов, должен быть тем же самым, что и слой низкой вязкости, определенный для периодов в миллионы лет. Единственный аргумент в пользу гораздо более высокой вязкости в нижней мантии дает знаменитая теория Мунка и Мак-Доналда [21], объясняющая различия между эллиптичностью Земли, выведенной из наблюдений над спутниками, и ожидаемой по гидростатической теории. Величина  $J_2$ , определенная из прецессии спутников Земли, наряду с хорошо известной постоянной прецессии Земли дает возможность использовать созданную Дарвином — Радо теорию эллиптичности сфероидов вращения в гидростатическом равновесии для определения теоретической эллиптичности Земли. Она равна  $1/299,4$ , тогда как непосредственно из наблюдаемого  $J_2$  получена величина  $1/298,25$ . Мунк и Мак-Доналд объяснили это значение как «окаменевшую» выпуклость нижней мантии, возникшую тогда, когда Земля вращалась быстрее. Чтобы время релаксации выпуклости было равным около 10 тыс. лет, потребовалась вязкость около  $10^{26}$  П. Как раз примерно столько времени тому назад наблюдаемая эллиптичность была бы нормальной при современном замедлении вращения [19].

Далее в качестве первого приближения для описания поля скорости конвекции в мантии мы используем уравнение Навье — Стокса:

$$\rho_0 \left( \frac{d\vec{v}}{dt} \right) + \rho_0 (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} - 2\rho_0 \vec{v} \wedge \vec{\omega} - \mu \nabla^2 \vec{v} = -\nabla p + \rho \vec{g},$$

где  $\vec{g}$  — ускорение силы тяжести;  $\vec{\omega}$  — угловая скорость вращения Земли;  $\rho_0$  — невозмущенное значение плотности;  $\rho$  — плотность. Изменения плотности на сферической поверхности дают силы плавучести, управляющие конвекцией. Согласно Буссинеску, переменная плотность включена только в последний член. Ранкорн [27] показал, что первые три члена на много порядков меньше той величины, которую нужно учитывать: ускорение, инерция и член Кориолиса составляют соответственно  $10^{-19}$ ,  $10^{-18}$  и  $10^{-8}$  от вязкости для конвекции масштаба 1000 км. Если предположить, что скорости равны 10—100 см/год, то эти опущенные члены будут иметь тот же порядок, что и член, содержащий вязкость, только если длина потока равна  $10^{13}$  км или если вязкость равна  $10^3$  П! Для конвекции, пространственной по всей мантии, сила вязкости на единицу объема равна  $10^{-2}$  г·см<sup>-2</sup>·с<sup>-2</sup>. Таким образом, нерадиальная вариация  $\rho$  будет очень мала: одна часть на  $10^5$ . Тепловой поток, переносимый конвекцией, будет равен  $\rho c v \Delta T$ , где  $\sigma$  — удельная теплоемкость. Она равна  $10^{-6}$  кал·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>; это — порядок геотермического потока.

Часто считают, что число Релея для конвекции в мантии на много порядков больше, чем критическая величина (около  $10^9$ ), при которой происходит конвекция. Значение около  $10^6$ , на которое часто ссылаются, было, по-видимому, предложено Кноповом [14], который при рассмотрении конвекции в мантии произвольно принял, что адиабатический градиент превышает на  $1/10$ , т. е. примерно на  $1/20^\circ\text{C}/\text{км}$ . Мы показали выше, что превышение в действительности составляет  $1^\circ\text{C}$  на 3000 км, т. е. на два порядка меньше, чем это предположил Кнопов. Но предположение о высоком значении числа Релея привело к мысли, что тип конвекции может быть

очень отличным от ячейки Бенара, когда ширина ячейки сравнима с глубиной. Так как число Рейнолдса для конвекции в мантии очень мало (около  $10^{-20}$ ), мы не можем ожидать наличия обычной турбулентности; однако если число Релея гораздо больше критического, то разумно ожидать, что движение будет описываться гармониками более высокого порядка, чем на границе устойчивости. Поэтому экспериментально и путем расчетов были исследованы более сложные модели конвекции, чем в классической теории. Полученные выводы о конвекции в мантии нельзя считать окончательными, но они показывают, что может существовать множество факторов, отличных от геометрии, влияющих на размеры ячеек. К этим факторам относятся следующие: число Релея; характер генерации тепла — генерируется ли тепло, управляющее конвекцией, внутри, например, радиоактивностью, распространяющейся через мантию, или оно исходит из источника, расположенного ниже области конвекции, т. е. в ядре (или посредством охлаждения литосферы).

Поскольку в мантии скорости конвекции примерно на шесть порядков ниже, чем в ядре, эти два явления изучались отдельно. Однако следовало бы определить, имеет ли место их взаимодействие. Для того чтобы происходила конвекция, в земном ядре должен поддерживаться адиабатический градиент. Кажется правдоподобным предположение Буллара [1], согласно которому это требует передачи тепла от ядра со скоростью большей, чем это может обеспечить одна теплопроводность мантии. С тех пор как была высказана эта точка зрения, были пересмотрены многие физические константы, но кажется неизбежным, что адиабатические градиенты силикатов и железа при этих условиях отличаются гораздо меньше, чем их удельные теплопроводности. Таким образом, по-видимому, требуется конвекция в нижней мантии, чтобы была возможна конвекция в ядре. Хотя тепловой поток, создаваемый в ядре в течение долгого времени, может, очевидно, зависеть только от широты, он может воздействовать на форму конвекции в мантии.

Другой взгляд на взаимодействие мантия — кора был выдвинут Хайдом и Хоран [9] вслед за открытием ими существенной корреляции между низкими гармониками геоида и главным геомагнитным полем. Они постулировали, что на границе ядро — мантия существуют ундуляции, которые воздействуют на характер турбулентности в ядре; она в свою очередь определяет недипольное геомагнитное поле и его вековую вариацию. Если не пренебрегать ползучестью, ундуляции поверхности, мантии должны быть обусловлены динамическими процессами, и это служит сильным аргументом в пользу конвекции в нижней мантии.

### КОНВЕКЦИЯ КАК КЛЮЧ К РАСШИФРОВКЕ ТЕПЛОЙ ИСТОРИИ ЗЕМЛИ

В ряде работ Тозер [32—34] развил радикально новый взгляд на тепловую историю планет. Он показал, что при очень широких предположениях о реологии теория вязкой конвекции дает наиболее общий подход к проблеме переноса тепла; теория теплопроводности представляет частный случай этой теории. Аналогичный подход наблюдается в механике планет, где, как мы теперь видим, упругость есть только особый случай очень общей реологии твердых тел. Эти два случая имеют в физике планет меньшее значение, чем в лабораторных условиях. Приняв разумное значение для  $E$  в формуле ползучести  $T e^{E/kT}$ , Тозер показал, что тепло, передаваемое конвекцией, будет поддерживать температуру внутри планеты на уровне половины температуры плавления. Таким образом, распределение температуры не определяется только начальной температурой и распределением радиоактивности (как тепловые истории, основанные на теплопроводности). В конвективной системе планеты температура остается близкой к адиабатическому градиенту. Однако вязкость сильно зависит от температуры. Поэтому температура имеет отчетливую тенденцию устанавливаться на уровне,

при котором скорость жидкого течения как раз достаточна для выноса всего тепла, генерируемого внутри. Таким образом, с точки зрения Тозера конвекция регулирует распределение температуры в мантии и проблема современного распределения температуры разрешима без слишком произвольных предположений относительно начального состояния Земли.

### ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ГЕОИДОМ И ТИПОМ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Теперь мы зададимся вопросом, существуют ли современные глобальные геофизические наблюдения, которые могут быть объяснены гипотезой конвекции в мантии и использованы для определения формы конвекции в настоящее время?

Вариации плотности, создающие силы плавучести, будут вызывать отклонение внешнего гравитационного потенциала  $U$  от ожидаемого для случая гидростатического равновесия. Джеффрис [11] и Утилла [37] провели гармонический анализ наблюдений силы тяжести  $g$  на поверхности (как на суше, так и на море); они показали, что, безусловно, имеются низкочастотные негидростатические компоненты. Это открытие было проверено анализом отклонения орбит спутников от траекторий Кеплера [7, 5, 41], и теперь геоид известен весьма детально. Вариации в  $10^{-5}$  объясняются теорией конвекции с точностью до порядка. Ранкорн [27, 28, 29, 30] рассмотрел при постоянных  $\mu$  и  $g/r$  систему уравнений

$$\nabla^2 U = -4\pi G\rho \quad \text{и} \quad \rho = -(\mu r/g) \nabla^4 W.$$

К последнему уравнению сводится уравнение ползучего течения, если скалярная функция  $W$  определяет полоидальное поле скорости  $\mathbf{v} = \nabla_{\wedge} \nabla_{\wedge} \vec{r} W$ . Здесь  $G$  — гравитационная константа. Ранкорн показал, как определить из этой системы распределение скорости во всей мантии. Этот результат может показаться неправдоподобным, поскольку в геофизике часто подчеркивается, что заданное на поверхности потенциальное поле может вызываться бесконечным разнообразием распределенных источников. Однозначность достигается благодаря использованию гидродинамических соотношений. Можно найти соотношение между коэффициентами внешнего гравитационного потенциала и граничными значениями величины  $d^2 W/dr^2$ . Следовательно, если можно пренебречь внутренней границей, то по данным о геоиде можно вычислить напряжения, создаваемые конвективными течениями в жесткой оболочке литосферы, т. е. в плитах. Можно показать, что величина этих напряжений имеет тот же порядок, который требуется для преодоления предела прочности коры; таким образом, найдена адекватная с точностью до порядка тектоническая теория. Она указывает на наличие сжатия вокруг Анд и Скалистых гор, в Европе, вокруг желобов Тонга, Яванского и Японского и на наличие растяжений в восточной части Тихого океана и в Индийском океане, вдоль Восточно-Тихоокеанского поднятия, хребта Карлсберг и Индо-Антарктического поднятия, в Атлантическом океане на линии, параллельной Срединно-Атлантическому хребту, но значительно сдвинутой от него на запад, и в системе Восточно-Африканских рифтов. Кроме того, она указывает и на очень сильное растяжение на линии, пересекающей Азию через озеро Байкал.

$W$  — скалярная функция, один из членов которой имеет вид

$$W_n = W_n(r) S_n(\theta, \phi),$$

где  $S_n(\theta, \phi)$  — сферическая гармоника степени  $n$ . Так как

$$\vec{v} = +\nabla(d(rW)/dr) - \vec{r}\nabla^2 W,$$

то радиальная составляющая скорости задается соотношением

$$v_r = -\sum \frac{n(n+1)}{r} W_n(r) S_n(\theta, \phi).$$

Взяв ротор от обеих частей уравнения Навье — Стокса, мы получим [2]

$$\begin{aligned}\mu \nabla^2 (\nabla \wedge \vec{v}) &= (g/r) \nabla \rho \wedge \vec{r}, \\ \frac{\mu r}{g} \nabla^2 (\vec{r} \nabla \wedge \nabla^2 W) &= -\vec{r} \wedge \nabla \rho.\end{aligned}$$

Таким образом,

$$\rho = -\frac{\mu r}{g} \nabla^4 W.$$

Если геопотенциал, внешний к Земле, равен  $U$ , то потенциал, определяемый полем плотности, есть

$$U = \int_v (G\rho/R) dv,$$

где  $G$  — гравитационная постоянная;  $R$  — расстояние от точки  $(r, \theta, \phi)$ , в которой берется элемент объема  $dv$ , до точки  $(r^1, \theta^1, \phi^1)$  поля.

По теореме Грина мы можем преобразовать интеграл по объему в поверхностный интеграл для  $\nabla^2 (1/R) = 0$ . Таким образом,

$$U = GK \left[ \int_v \frac{1}{R} \nabla^4 W dv - \int_v \nabla^2 W \nabla^2 \left( \frac{1}{R} \right) dv \right],$$

где  $K = -\mu r/g$  и считается постоянным в этой модели мантии. Это необходимое упрощение едва ли должно существенно изменить физическое значение модели.

Отсюда

$$U = GK \left[ \int_s \frac{1}{R} \frac{d}{dr} (\nabla^2 W) ds - \int_s \nabla^2 W \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{R} \right) ds \right].$$

К указанному выше интегралу нужно добавить потенциал поверхностного распределения вещества, появляющийся из-за искривления сферических поверхностей вследствие конвекции [29]. Затем, применяя интегральную теорему о сферических гармониках, можно выразить гармонический член  $W_n$  через коэффициенты гравитационного потенциала. Дальнейшее развитие этих направлений исследования, особенно вычисление сил, действующих на плиты, по-видимому, может быть плодотворным.

Определение низких гармоник гравитационного потенциала при помощи спутников может стать ключом к пониманию динамических процессов в нижней мантии.

## ВЫВОДЫ

Вначале, когда конвекция рассматривалась как механизм континентального дрейфа, предполагалось, что восходящий и нисходящий потоки конвективного течения должны быть близко связаны с тектоническими структурами сжатия и растяжения. Затем пришли к пониманию того, что одно из наиболее замечательных свойств срединно-океанических рифтов — смещения отрезков их осей — несовместимо с идеей о том, что рифт представляет собой место, где обращается в нуль горизонтальная составляющая скорости конвекции. Замечание Эльзассера [4], что напряжение может быть распространено на значительные расстояния в литосфере, устраняет это возражение против конвекции, но делает маловероятным существование какого-нибудь простого соотношения между тектоническими структурами и точным положением экстремальных отклонений от геоида. Каула [13], однако, попытался продемонстрировать такое соотношение.

Роль радиоактивности континентальных блоков в разогреве астеносферы и возникновении конвекции рассмотрена Кноповом [15] (Слихтер описал этот процесс как «первый корабль с атомным двигателем».) Для

иллюстрации этого явления были проведены модельные эксперименты. Однако такие механизмы континентального дрейфа страдают указанным выше недостатком — они не объясняют начало процесса.

С помощью как лабораторных экспериментов, так и численного решения уравнений конвекции делаются попытки исследовать структуру течений, получаемых при числах Релея, значительно превышающих критические. Так как теория граничной устойчивости рассматривает случай, когда тепло, переносимое течением, исчезающе мало, этот подход может быть очень уместным в отношении мантии Земли. Экспериментально и теоретически найдено, что важную роль играют обособленные тепловые граничные слои.

Геофизический интерес могут представлять системы конвекции, в которых либо восходящие, либо нисходящие потоки ограничены узкими столбами. Торренс и Туркот [31] показали, что это имеет место там, где вязкость представляет собой очень чувствительную функцию температуры. По мнению Триттона и Зарраги [35] и Тозера [32, 33], если источники тепла равномерно распределены в жидкости, то при высоких числах Релея нисходящие потоки ограничены узкими столбами и горизонтальные размеры ячеек превышают вертикальные в три-пять раз.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bullard E. C., The transfer of heat from the core of the earth, *Mon. Not. R. Astron. Soc., Geophys. Suppl.*, **6**, pp. 36—41, 1950.
2. Chandrasekhar S., *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford Univ. Press, London, 652 pp., 1961.
3. Coode A. M., An analysis of major tectonic features, *Geophys. J.*, **12**, pp. 55—66, 1966.
4. Elsasser W. M., Convection and stress propagation in the upper mantle, in: *Runcorn S. K., ed., The Application of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors*, Wiley, New York, N.Y., pp. 223—246, 1969.
5. Gaposchkin E. M., Lambeck K., Earth's gravity field to 16th degree and station coordinates from satellite and terrestrial data, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 4855—4883, 1971.
6. Griggs D. T., A theory of mountain building, *Am. J. Sci.*, **237**, pp. 611—650, 1939.
7. Guier W. H., Newton R. R., The earth's gravity field as deduced from the Doppler tracking of five satellites, *J. Geophys. Res.*, **70**, pp. 4613—4626, 1965.
8. Hales A. L., Gravitational sliding and continental drift, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **6**, pp. 31—34, 1969.
9. Hide R., Horai K. I., On the topography of the core — mantle interface, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **1**, pp. 305—308, 1968.
10. Holmes A., Radioactivity and earth movements, *Trans. Geol. Soc. Glasg.*, **28**, pp. 559—606, 1939.
11. Jeffreys H., *The Earth*, Oxford Univ. Press, London, 4th ed., 420 pp., 1959.
12. Jeffreys H., Imperfections of elasticity and continental drift, *Nature*, **225**, pp. 1007—1008, 1970.
13. Kaula W. M., Earth's gravity field: relation to global tectonics, *Sci.*, **169**, pp. 982—985, 1970.
14. Knopoff L., On convection in the upper mantle, *Geophys. J.*, **24**, pp. 341—346, 1967.
15. Knopoff L., Models of continental drift, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **2**, pp. 386—392, 1970.
16. Kopal Z., Convection in planetary interiors, *Icarus*, **1**, pp. 391—400, 1964.
17. Lomnitz C., Creep measurements in igneous rocks, *J. Geol.*, **64**, pp. 473—479, 1956.
18. Lyttleton R. A., The structures of the terrestrial planets, *Adv. Astron. Astrophys.*, **7**, pp. 83—145, 1970.
19. McKenzie D. P., The viscosity of the lower mantle, *J. Geophys. Res.*, **71**, pp. 3995—4010, 1966.
20. McKenzie D. P., The influence of the boundary conditions and rotation on convection in the earth's mantle, *Geophys. J.*, **15**, pp. 457—500, 1968.
21. Munk W. H., MacDonald G. J. F., *The Rotation of the Earth*, Cambridge Univ. Press, London, 323 pp., 1960.
22. Orowan E., Convection in a non-Newtonian mantle, continental drift and mountain building, *Philos. Trans. R. Soc. Lond., Ser. A*, **258**, pp. 284—313, 1965.
23. Press F., Earth models obtained by Monte Carlo inversion, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 5223—5234, 1968.
24. Runcorn S. K., Towards a theory of continental drift, *Nature*, **193**, pp. 311—314, 1962a.

25. *Runcorn S. K.*, Convection currents in the earth's mantle, *Nature*, **195**, 1248 pp., 1962b.
26. *Runcorn S. K.*, Convection in the moon, *Nature*, **195**, pp. 1150—1151, 1962c.
27. *Runcorn S. K.*, Satellite gravity measurements and a laminar viscous flow model of the earth's mantle, *J. Geophys. Res.*, **69**, pp. 4389—4394, 1964.
28. *Runcorn S. K.*, Changes in the convection pattern in the earth's mantle and continental drift: evidence for a cold origin of the earth, *Philos. Trans. R. Soc. Lond., Ser. A*, **258**, pp. 228—251, 1965.
29. *Runcorn S. K.*, Satellite gravity observations and convection in the mantle, in: *Irvine T. N.*, ed., *The World Rift System*. *Geol. Surv. Can. Pap.*, **66** (14), pp. 364—372, 1966.
30. *Runcorn S. K.*, Flow in the mantle inferred from the low-degree harmonics of the geopotential, *Geophys. J.*, **14**, pp. 375—384, 1967.
31. *Torrance K. E.*, *Turcotte D. L.*, Thermal convection with large viscosity variations, *J. Fluid Mech.*, **47**, 113 pp., 1971.
32. *Tozer D. C.*, Some aspects of thermal convection theory for the earth's mantle, *Geophys. J.*, **14**, pp. 395—402, 1967a.
33. *Tozer D. C.*, Towards a theory of thermal convection in the mantle, in: *Gaskell T. F.*, ed., *The Earth's Mantle*, *Acad. Press*, London, Chap. 11, 1967b.
34. *Tozer D. C.*, Factors determining the temperature evolution of thermally convecting earth models, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **2**, pp. 393—398, 1970.
35. *Tritton D. J.*, *Zarraga M. N.*, Convection in horizontal layers with internal heat generation, *J. Fluid Mech.*, **30**, 21 pp., 1967.
36. *Urey H. C.*, *The Origin of the Earth and the Planets*, *Oxford Univ. Press*, London, 245 pp., 1952.
37. *Uotila U. A.*, Gravity anomalies for a mathematical model of the earth, *Ann. Acad. Sci.-Fenn., Ser. A*, III, **67**, pp. 1—15, 1962.
38. *Vening Meinesz F. A.*, *Gravity Expeditions at Sea*, 4, *Publ. Neth. Geodetic Comm.*, 1948.
39. *Vening Meinesz F. A.*, Convection currents in the mantle of the earth, *K. Ned. Akad. Wet., Proc., Ser. B*, **64**, pp. 501—511, 1961a.
40. *Vening Meinesz F. A.*, Continental and ocean-floor topography, mantle convection currents, *K. Ned. Akad. Wet., Proc., Ser. B*, **65**, pp. 512—527, 1961b.
41. *Yionoulis S. M.*, *Heuring F. T.*, *Guier W. H.*, A geopotential model determined from satellite Doppler data at seven inclinations, *J. Geophys. Res.*, 1971.

## ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аардом (Aardoom) 165  
 Абе (Abe) 205  
 Адамс (Adams) 82, 93, 98  
 Айзекс (Isacks) 176, 185, 210, 274  
 Аки (Aki) 6, 194, 196, 200, 203—206  
 Акимото (Akimoto) 5, 60, 62, 64, 65, 69, 72, 75, 86, 99  
 Андерле (Anderle) 151  
 Андерсон (Anderson) 70, 76, 85, 86, 89, 90, 92, 93, 98, 99, 109, 216, 266, 269, 270, 275—277, 283  
 Андрианова 216  
 Аренс (Ahrens) 5, 11, 76, 81, 87, 88, 91, 92  
 Арнолд (Arnold) 263  
 Аршамбо (Archambeau) 87, 195, 276, 283  
 Ашур (Ashour) 125
- Байерли (Byerlee) 239, 250, 251  
 Баккус (Backus) 120, 283  
 Банно (Banno) 94, 96  
 Банс (Bunce) 142  
 Баразанги (Barazangi) 274  
 Барнетт (Barnett) 76  
 Бартоломе (Bartholome) 94  
 Барш (Barsch) 70  
 Бассетт (Bassett) 76  
 Батчер (Butcher) 257  
 Бегласс (Beuglass) 151  
 Бейли (Bailey) 120  
 Белоусов 289  
 Бендефи (Bendefy) 168  
 Бениофф (Benioff) 205  
 Бен Менахем (Ben Menahem) 264, 273, 277—279, 283  
 Бердичевский 117, 121, 126, 128  
 Беркхемер (Berckhemer) 207  
 Бернал (Bernal) 61  
 Бернс (Burns) 95  
 Берридж (Burrige) 195  
 Берфорд (Burford) 173  
 Берч (Birch) 46, 60, 61, 63, 69, 71, 76, 82, 85, 88, 89, 104  
 Блэк (Black) 14  
 Бойд (Boyd) 61, 64, 72  
 Борн (Born) 87  
 Боуэн (Bowen) 71, 95  
 Брейс (Brace) 6, 239  
 Бриджмен (Bridgman) 62, 64, 67, 75, 88  
 Брукс (Brooks) 20  
 Брюн (Brune) 195, 196, 204—206, 214, 222
- Буллард (Bullard) 125, 294  
 Бургер (Burger) 13  
 Буссинеск (Boussinesq) 293  
 Бухбиндер (Buchbinder) 262  
 Бэнкс (Banks) 117, 121, 126
- Вайдья (Vaidya) 105  
 Вайс (Wiese) 117, 127  
 Ваккерле (Wackerle) 76  
 Валланс (Vallance) 50  
 Валсос 223  
 Ванг (Wang) 88  
 Ван Никерк (Van Niekerk) 13  
 Ван-Тиль (Van Thiel) 88  
 Вассербург (Wasserburg) 11, 15, 19  
 Вейделт (Weidelt) 120  
 Вейсброд (Weisbrod) 94  
 Веллингтон (Wellington) 162
- Венинг-Мейнец (Vening Meinesz) 287, 288  
 Вербаандер (Verbaandert) 156  
 Вильен М. (Viljoen M.) 39  
 Вильен Р. (Viljoen R.) 39  
 Вильямсон (Williamson) 82, 93, 98  
 Винклер (Winkler) 46  
 Винник 87  
 Висент (Vicente) 154, 155, 264  
 Войт (Voight) 70, 84, 88
- Гамильтон (Hamilton) 52  
 Гангал (Gangal) 241  
 Гаффни (Gaffney) 91  
 Гервер 223  
 Гётце (Goetze) 6  
 Гилберт (Gilbert) 120, 283  
 Голдич (Goldich) 14  
 Гордон (Gordon) 270  
 Гоф (Gough) 128, 129  
 Граф (Grafe) 125  
 Грехэм (Graham) 70, 85, 87, 92  
 Григгс (Griggs), 251, 287  
 Грийо (Grillof) 128  
 Грин (Green) 5, 25, 27, 49, 83  
 Гриффит (Griffith), 234  
 Гровер (Grover) 94, 95  
 Гутенберг (Gutenberg) 187, 277  
 Гюгонно (Hugoniot) 76, 86, 87, 90, 92, 93

- Дарвин (Darwin) 257, 258, 293  
 Девис (Davis) 108, 206  
 Де-Вор (De Vore) 94, 95  
 Джегер (Jaeger) 234, 238  
 Джеймс (James) 220, 226  
 Джекоб (Jacob) 207  
 Джексон (Jackson) 269, 270, 276, 277  
 Джетт (Jette) 76  
 Джеффрис (Jeffreys) 6, 61, 154, 155, 257, 264, 266, 267, 290, 295  
 Джонсон (Johnson) 85, 87, 121  
 Джордан (Jordan) 89, 92  
 Джулиан (Julian) 90  
 Дзевонски (Dziewonski) 281  
 Диц (Dietz) 42  
 Добрецов 50  
 Донат (Donath) 248  
 Дорман (Dorman) 214 222,  
 Досс (Doss) 125  
 Доулинг (Dowling) 128  
 Дратлер (Dratler) 277, 281  
 Дриккамер (Drickamer) 62-64, 76  
 Дьюба (Duba) 88
- Заррага (Zarraga) 297  
 Зварт (Zwart) 50  
 Зиберт (Siebert) 120
- Ибрагим (Ibrahim) 90  
 Ида (Ida) 64, 69, 76  
 Ингленд (England) 61, 64, 72, 108  
 Исimoto (Ishimoto) 207  
 Ито (Ito) 82, 107, 110
- Каван (Kawai) 62, 65, 86, 89  
 Каждан 223  
 Канамори (Kanamori) 76, 202, 205, 273, 277—279, 383  
 Канер (Caner) 328  
 Каньяр (Cagniard) 116, 118, 119, 126  
 Кари (Carey) 32  
 Кариг (Karig) 140, 141, 183  
 Карман (Kármán) 237  
 Каррисон (Carrison) 61, 64,  
 Каула (Kaula) 230 296,  
 Кацура (Katsura) 76  
 Кейлис-Борок 223  
 Келвин (Kelvin) 289  
 Келлехер (Kelleher) 177, 191  
 Кеннеди (Kennedy), 5, 61, 82, 104, 105, 107, 110, 111,  
 Кеплер (Kepler) 295  
 Керн (Kern) 94  
 Килер (Keeler) 88  
 Ким (Kim) 110  
 Кинг (King) 207  
 Ки-Та (Ki-Tae) 110  
 Киф (Keefe) 261  
 Кларк (Clark) 87, 94, 99, 104, 105  
 Кнопов (Knopoff) 6, 87, 207, 214, 220, 223, 227, 268, 293, 296  
 Ковач (Kovach) 90, 275  
 Коиде (Koide) 251  
 Кокс (Cox) 129  
 Коржинский 47  
 Костров 195  
 Кремпин (Crampin) 260  
 Крец (Kretz) 96  
 Куд (Coode) 288
- Кук (Cook) 234, 238, 242—244  
 Кулон (Coulomb) 234  
 Кумадзава (Kumazawa) 70, 74, 88  
 Куо (Kuo) 156  
 Кусиро (Kushiro) 28
- Лаплас (Laplace) 258  
 Лахири (Lahiri) 115, 117, 121, 125, 126  
 Ле-Конт (Le Comte) 46  
 Либерман (Liebermann) 70, 71, 75, 88, 89  
 Линдемман (Lindemann) 109  
 Линдсли (Lindsley) 72  
 Литтлтон (Lyttleton) 290  
 Ломниц (Lomnitz) 259, 265—267, 290  
 Лонгман (Longman) 156  
 Лю (Liu) 98
- Мадден (Madden) 119, 123  
 Мак-Гетчен (Mc Getchen) 83, 97  
 Мак-Грегор (Mc Gregor) 96  
 Мак-Доналд (MacQonald) 105, 125, 227 277, 293  
 Мак-Квин (McQueen) 76, 88, 91  
 Мак-Кензи (McKenzie) 210, 266  
 Мак-Клинтон (McClintock) 238  
 Максвелл (Maxell) 115, 257, 289  
 Мао (Mao) 70, 98  
 Маурер (Maurer) 250  
 Мацуда (Matsuda) 52  
 Медарис (Medaris) 95  
 Мейджор (Major) 60, 62, 64, 65, 67, 67—69 72, 75, 85, 89  
 Мейер (Mayer) 87  
 Мейеринг (Meijering) 63  
 Мейсон (Mason) 86  
 Мельхиор (Melchior) 5, 149, 156  
 Мендигурен (Mendiguren) 209  
 Мидзутани (Mizutani) 77, 91, 92  
 Мизес (Mises) 234  
 Микумо (Mikumo) 206  
 Миномура (Minomura) 62  
 Митроновас (Mitronovas) 182  
 Мяясиро (Miyashiro) 5, 45, 49, 52  
 Могги (Mogi) 6, 189, 190, 234, 242, 250  
 Молнар (Molnar) 187, 210  
 Молоденский 154—156  
 Мор (Mohr) 234  
 Моримото (Morimoto) 65  
 Муан (Muан) 95  
 Мунк (Munk) 293  
 Мур (Moore) 65  
 Мюррел (Murrell) 250, 251
- Наврози (Nowroozi) 277  
 Надаи (Nadai) 245  
 Наттли (Nuttli) 90  
 Нафziger (Nafziger) 95  
 Нельсон (Nelson) 270  
 Несс (Ness) 277  
 Николаев 87  
 Нисикава (Nishikawa) 62  
 Нордли (Nordlie) 107  
 Ньютон (Newton) 61, 110, 111
- О'Коннел (O'Connell) 266  
 Оливер (Oliver) 176, 187, 274  
 Олингер (Olinger) 88  
 Олсоп (Allsopp H. L.) 13

Олсон (Alsop L. E.) 277  
Олтаус (Althaus) 48  
Опик (Opik) 22  
Орвилл (Orville) 95  
Орован (Orowan) 234, 250, 251, 289  
Островский 75  
Остхюзен (Oosthuysen) 13

Папанастассиу (Papanastassiou) 15, 19  
Паркер (Parker) 120, 121, 125  
Паркинсон (Parkinson) 116, 124  
Патерсон (Paterson) 247  
Паттерсон (Patterson) 11  
Пельтье (Peltier) 119  
Петри (Petrie) 172  
Пол (Paul) 241  
Полдинг (Paulding) 241  
Порат (Porath) 128—130  
Прайс (Price) 115, 117, 119, 121, 125, 126  
Пресс (Press) 83, 108, 214, 291  
Пуанкаре (Poincare) 154

Рамберг (Ramberg) 48, 94, 95  
Рандал (Randall) 207, 209  
Ранкорн (Rancorn) 6, 286—289, 292, 293, 295  
Реусс (Reuss) 70, 84, 88  
Рикитакэ (Rikitake) 118, 125, 129  
Рингвуд (Ringwood) 49, 60, 62, 64, 65, 67—69, 72, 73, 75, 83, 85, 86, 89, 92, 94, 99, 227  
Ритсема (Ritsema) 266  
Рихтер (Richter) 187  
Ричардс (Richards) 129  
Ричардсон (Richardson) 48  
Робертсон (Robertson) 46  
Роби (Robie) 96  
Робинсон (Robinson) 90  
Ройманс (Rooymans) 63

Сайкс (Sykes) 6, 176, 177, 185—187, 194  
Санто (Santó) 230  
Сапп Суппе 52  
Сато (Sato) 65  
Севидж (Savage) 196, 210  
Семмис (Semmis) 87, 90, 93  
Сёно (Syono) 65, 72, 75  
Симмонс (Simmons) 63, 88  
Скляр (Sclar) 61, 64, 72, 73  
Скрейнмакерс (Schreinemakers) 47  
Слихтер (Slichter) 277  
Смайли (Smylie) 121  
Смит (Smith) 6, 65, 86, 268, 277  
Соболев В. С. 50  
Соболев Н. В. 96  
Сога (Soga) 88, 93  
Сонетт (Sonett) 18  
Спецлер (Spetzler) 88  
Стишов 75  
Стронг (Strong) 104  
Сугимура (Sugimura) 210

Такахаси (Takahashi) 88, 98,  
Такеути (Takeuchi) 156  
Тейлор (Taylor) 258  
Тенг (Teng) 276, 283  
Терзаги (Terzaghi) 252  
Тихонов 118, 120

Тозер (Tozer) 294, 297  
Томас (Thomas) 87  
Томпсон (Tompson) 47, 61, 72  
Томсон (Thomson) 223  
Торренс (Torrance) 297  
Трейман (Treumann) 124  
Триттон (Tritton) 297  
Туркот (Turcotte) 297

Уайтфилд (Whitefield) 107  
Удиас (Udias) 205  
Уиболс (Wiebols) 243, 244,  
Уингинс (Wiggins) 86, 89, 101  
Уилкинс (Wilkins) 126  
Уилли (Wyllie) 27  
Уилсон (Wilson) 7, 181, 194  
Уиртмен (Weertman) 195  
Уисс (Wyss) 204, 207  
Уолш (Walsh) 238  
Уоррен (Warren) 223  
Уотила (Uotila) 295  
Уэда (Uyeda) 52, 210  
Уэлман (Wellman) 5, 158  
Уэтерил (Wetherill) 5, 11

Файф (Fyfe) 96  
Федотов 189, 190, 276  
Ферми (Fermi) 87  
Ферхуген (Ferhoogen) 96  
Филлипс (Phillips) 259  
Фоуда (Fouda) 217, 218  
Фрисильо (Frisillo) 88  
Фудзисава (Fujisawa) 64, 85, 99  
Фукао (Fukao) 207, 208  
Фурнье (Fournier) 127  
Фут (Foote) 76

Хагер (Hager) 248  
Хайд (Hide) 294  
Хандин (Handin) 235, 247, 248, 251  
Хансон (Hanson) 195  
Харт (Hart) 20  
Хаскелл (Haskell) 199, 200, 203, 204, 223  
Хаттон (Hutton) 119  
Хевисайд (Heaviside) 258, 260  
Хейс (Hayes) 185—187  
Хелмберггер (Helmberger) 86, 89  
Херд (Heard) 235, 248, 253  
Херманс (Hermance) 119, 128  
Херрон (Herron) 186  
Хесс (Hess) 8  
Хиггинс (Higgins) 5, 104, 105, 111  
Хизен (Heezen) 134  
Хилл (Hill) 70, 84, 88  
Хиндман (Hyndman D.) 128  
Хиндман (Hyndman E.) 124  
Хиндман (Hyndman R.) 128  
Ходжем (Hojem) 242  
Холл (Hall) 61  
Холмс (Holmes) 287  
Хонда (Honda) 209  
Хорай (Horai) 294  
Хук (Hoek) 239

Цубои (Tsuboi) 205

Чанг (Chung) 69, 70  
Чандлер (Chandler) 205, 258

Чандра (Chandra) 209  
Чао (Chao) 76  
Чапмен (Chapman) 117  
Чейс (Chase) 142  
Четаев 120

Шерер (Schairer) 71, 95  
Шимшони (Shimshoni) 263  
Шлю (Schlue) 223  
Шмуккер (Schmucker) 5, 114  
Шольц (Scholz) 203, 246  
Шрейбер (Schreiber) 88  
Шустер (Schuster) 117

Эверетт (Everett) 124  
Эйлер (Euler) 258  
Экхардт (Eckhardt) 120  
Эльзассер (Elsasser) 289, 296  
Эрнст (Ernst) 53

Юри (Urey) 289

Ямагути (Yamaguti) 162  
Якубовски (Yakubovsky) 170  
Янковски (Yankowski) 5, 114, 123

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Авес, подв. хр. 144—146  
Австралийский щит 217  
Аккреция Земли 288  
Алданский щит 14  
Алеутская дуга 190, 191  
Алмаз 107  
Альпийский пояс 222  
— — метаморфизма высоких давлений 53  
— разлом 165  
Альфа, хр. 136  
Аляскинское землетрясение 196, 277  
Амфибол 28  
Амфиболитовая фация 48, 49  
Анатолийский разлом 166, 191, 267  
Андаманско-Индонезийская дуга 189  
Антарктическое донное течение 146  
Аппарат цилиндр—поршень 87, 88  
Аргентинская котловина 146  
Асеймичные платформы континентов 214, 216  
Астеносфера 180  
Астероидов пояс 17  
Астролябия автоматическая 149  
Африканская плита 187
- Базальт оливинный 31, 37  
— щелочной 26  
— — оливинный 30, 31  
Базальтовый вулканизм 26  
Базанит 29—31  
— пикритовый 31  
Байкальский рифт 130, 288  
Балеарский бассейн 142  
Барбадос, подв. хр. 142, 144, 146  
Барбертон, район 14  
Барические типы метаморфизма 49  
Беата, подв. хр. 134, 144, 145  
Бенара ячейка 293  
Бениоффа зона 34, 45, 53  
Берча закон 69  
— средний атомный вес 76  
Бриджмена наковальни 62, 64, 75  
— шкала объемов 75  
Брюна кривая 206
- Вегенеровский континентальный дрейф 292  
Вектор геомагнитной индукции 116  
Великая дайка 39
- Венера 21  
Венесуэльский бассейн 144  
Вертикальные смещения 161  
— — по данным о следах береговых линий 162  
Верхняя мантия 81  
— — модель пиrolитового состава 27  
— — природа 26  
— — состав  
— — частичное плавление 29  
— — — продукты 30  
Вима, зона разлома 182  
Висконсинская дуга 128  
Вихревые точки 115  
Внутридуговые бассейны 37  
Внутреннее трение 270  
Волны бегущие 273, 274  
— объемные 274  
— поверхностные 227  
— стоячие 274  
Восточное Средиземноморье 142  
Восточно-Африканский рифт 218, 221, 288  
Восточно-Тихоокеанская плита 12  
Восточно-Тихоокеанское поднятие 55, 139, 180, 186, 215, 218, 221, 227, 295  
Вулканизм андезитовый 53  
Вулканическая дуга 183  
Вюстит 76, 77  
Вязкоупругая среда 258  
Вязкоупругость 289, 290
- Гавайит 31  
Гвинейская зона разлома 182  
Геоид 295  
Геомагнитная индукция 114, 115, 117  
Герглотца — Вихерта формула обращения 276  
Герциниды 51, 54  
Герцшпрунга — Рассела главная последовательность 15  
Гиббса свободная энергия 94  
Гипотеза земных аналогов лунных морей 42  
— оливин-шпинелевого превращения 61  
Главные напряжения 234  
Глауконитовая фация 51  
Глобальная система рифтов 134  
Глубинное геомагнитное зондирование 116  
Гондвана 12, 287, 288, 292  
Горные пояса 214, 216

- Гортонолиты 91  
 Гравитационный радиус 19  
 Гранадский бассейн 144  
 Гранат 28, 88  
 Гранито-зеленокаменные пояса 39, 40  
 Граниты 48  
 Гранулиты 48, 49  
 Грина теорема 296  
 Гриффита критерий разрыва 234, 238, 239  
 — модифицированный критерий разрыва 238, 239  
 Грюнейзена коэффициент 81, 99, 105  
 Гутенберга — Рихтера формула 204  
 Гюгиони адиабаты 87, 92
- Данхем, доломит 241, 243—245, 248, 249  
 Дарвина — Радо теория 293  
 Дарли-Дейл, песчаник 241  
 Девианостого градуса хр. 189  
 Деймос 262  
 Деформация горных пород 234  
 — — — аппаратура для измерения 154  
 Дислокационные модели 195  
 Диффузия по границам зерен 270  
 Докембрийские области, природа 50  
 Долины Импириал разлом 196  
 Древние докембрийские щиты 216  
 Дрейф континентов 8, 32, 164  
 — — по палеоклиматическим данным 165  
 Дрилкамера камера 62, 64, 76  
 Дудсона аргументное число 155
- Западно-Тихоокеанская котловина 139  
 Зашпинелевая зона 81, 89, 90, 98, 99  
 Зеленокаменные пояса 20, 25, 40  
 Зеленых сланцев фация 48  
 Землетрясения во внутренних областях плит 187  
 — глубокофокусные, механизм 207  
 — горизонтальное распределение 178  
 — конфигурация очагов у островных дуг 182  
 — механизм 194  
 — связь с разрывами пород 251  
 — сдвиговая дислокация 207  
 — спад напряжений 206  
 Земля, возраст 11  
 — геохимическая дифференциация 38  
 — период аккреции 19  
 — собственные колебания 108, 257—259, 262, 268, 280,  
 — фигура 260  
 Земная кора, геометрия современных движений 159  
 — — дифференцированные движения 165  
 Земные приливы 153  
 — — аппаратура для измерения 154  
 Зенит-телескоп визуальный 149  
 — — с фоторегистрацией (ФЗТ) 149  
 Зольнхофен, известняки 244, 245, 250, 253  
 Зона пониженных скоростей 29, 98  
 Зональные волны 154  
 — приливы 154
- Идеально упругая среда 258  
 — упругое тело 258  
 Идзу-Бонинская дуга 183, 185  
 Индо-Антарктическое поднятие 295  
 Индуктивные аномалии 116, 126
- Исимото механизм 207  
 Итеративные методы 120
- Кабрамура, серпентиниты 250  
 Кажущееся напряжение 195, 196  
 Кайман, желоб 144, 145  
 Каледониды 51  
 Камуикотан, пояс 51  
 Канадский щит 14, 217, 223, 289  
 Карелиды 51  
 Кари гипотеза 32  
 Карибский бассейн 134, 142, 143  
 Карлсберг, подв. хр. 189, 295  
 Карру долерит 243  
 Кварцевые маятники Блюма 154  
 — — Вербаандера — Мельхиора 154, 155  
 Келлера траектории 295  
 Кимберлиты 26, 96  
 Кирквуда просвет 17  
 Клинопироксен 28  
 Клиноферросилит 72  
 Колумбийский бассейн 144, 145  
 Колумбийское землетрясение 277  
 Коматит 26, 40  
 — базальтовый 40  
 — перидотитовый 39, 40  
 Компенсруемый линейно-векторный диполь 207  
 Конвективная ячейка 289, 291  
 Конвекция 287, 289, 294  
 Константа равновесия 94  
 — — при стандартных условиях 94  
 Кора архейская 39  
 — эволюция в островных дугах 34, 35  
 — — на протяжении геологического времени 38  
 Коралловая дуга 183  
 Кордиерит 47  
 Козсит 74, 75  
 Козсит-стишовитовый переход 75  
 Коэффициент упрочнения 235  
 Краевые моря 134  
 Кратоны 39  
 — определение 12  
 Кривые напряжения — деформации 235  
 Критерии разрыва 239  
 Кроун-Пойнт, известняки 248  
 Кубута, пегматиты 13  
 Кулона закон 238  
 — критерий разрыва 234, 239  
 Курепто, серия 51  
 Курило-Камчатская дуга 184, 185
- Лавразия 12, 287, 288, 292  
 Лерцолит гранатовый 107  
 Линдемана закон 109  
 Линейные магнитные аномалии 158  
 Литосфера 180  
 Ломница модифицированный закон 259, 290  
 — среда 267  
 — формула 290  
 Ломоносова подв. хр. 136  
 Лорд-Хау, подв. хр. 141  
 Луна, аккреция 16  
 — вековое ускорение 257, 258  
 — дифференциация 15, 16  
 — общая радиоактивность 15  
 — основные этапы эволюции 19  
 — почвы 15

- разогрев 16
- термическая эволюция 11, 14, 18
- фигура 260
- Лунные моря 25, 40
- нагорья 40
  
- Магма гранитная 35
- гранодиоритовая 35
- Магнитных потенциалов метод 116
- Магнитотеллурическое (МТ) зондирование 116
- Мади, система 13
- Малые океанические бассейны 134, 136
- Мантия верхняя 88
- — пиролитовая модель 83, 98
- — содержание минералов 83
- — эколгитовая модель 82, 98
- — зашпинелевая 82
- — ликвидус 109
- — нижняя 81, 82, 91
- — плотность 107
- — солидус 110
- — состав 82, 107
- — состояние минералов 81
- — упругие свойства минералов 70
- Мареографы (измерители приливов) 161
- Марианская дуга 139, 177, 183—185
- Марс 21
- Межкристаллическая термоупругая релаксация 270
- Мезосфера 180
- Мейджорит 86, 90, 91, 99
- Меланезийское плато 141
- Мелилитит оливиновый 29, 30
- Меркурий 252
- Металлические маятники Островского 154
- Метаморфизм, андалузит-силлиманитовый 49
- барические типы 49
- давление и температура 46
- жадеит-глаукофановый 49
- кианит-силлиманитовый 49
- океанического ложа 45, 46, 55
- региональный 45
- — видимые вековые изменения 50
- — высоких давлений 49
- — и тектоника плит 52
- Метаморфизм региональный низких давлений 49, 50
- — пояса 50
- — природа и тектоническое значение 50
- — промежуточных давлений 49
- Метаморфические породы дна океана 55
- фации, шкала давлений и температур 47, 48
- Метод двух станций 214
- «еж» 223
- одной станции 215
- разбивки дуги большого круга (РБК) 228
- триангуляционный 214
- фиксированной точки 173
- Методы прямого обращения 120
- Мизеса критерий 234
- — разрыва 239
- — — обобщенный 243, 245, 247
- — текучести 245
- Микротолчки 236
- Минералогия мантии, наука 9
- Мицухо, трахиты 243
  
- Мобильные пояса 39
- Модули упругости 235
- Мозес-Рок, кимберлиты 82, 97
- Молодые асейсмичные платформенные области 216
- Мора критерий разрыва 234, 239
- Море Восток 17
- Дождей 17
- Спокойствия 18
- Мунка и Доналда теория 293
  
- Навьё — Стокса уравнение 286, 293
- Найи — Глена закон 267
- Наклон, термин 167
- Наклономеры 169
- Наклоны, геодезический метод определения 168
- по данным мареографов 170
- — — непрерывного сейсмического зондирования 170
- — — о береговых линиях 171
- — — — залегании слоев 171
- при вулканизме 169
- Напряжение кажущееся 195, 196
- разрыва 235
- эффективное 204
- Наска, плита 218, 227, 230
- Нахант, габбро 250
- Непарные пояса метаморфизма низких давлений 54
- Нептун 262
- Нефелинит оливин-мелилитовый 30, 31
- оливиновый 29—31
- Никарагуа, поднятие 144
  
- Океан Бурь 18
- Океаническая кора, эволюция 32
- Океанические впадины 214, 216
- Окраины континентов 129, 134
- Оливин 69, 88, 104, 108, 109
- Онвервахт, кварцевые порфиры 13, 14
- Орикейб, монциты 240
- Орована гипотеза 234, 250
- Орогенические пояса 45, 50
- Ортоферросилит 72
- Оук-Холл, известняки 250
  
- Парные метаморфические пояса 45, 52, 53
- Перидотит 26, 37, 82
- сухой 31
- Периклаз 104, 108, 109
- Перуанско-Чилийский желоб 180, 187
- Петрогеническая сетка 31
- Пикрит толентовый 29-31
- щелочной 29—31
- Пироксен 88
- Пироксенит гранатовый 26
- шпинелевый 26
- Пиролит 28, 29, 31, 37, 40, 82, 83, 98
- Пиролитовая модель верхней мантии 98
- Пичилему, серия 51
- Плавление пород, воздействие давления на температуру 105
- Планетезимали 17, 20
- Пластичность 235, 247
- при трехосном сжатии 248
- Поворот (изменения азимута) 171
- термин 167
- Поддвигания зоны 12

- Ползучего течения уравнения 286  
 Ползучесть пород 257  
 — — экспериментальные данные 259  
 Полюс Земли, движение 149  
 — инерции Земли 150  
 — мгновенный 150  
 — средний 150  
 Порог текучести 235, 247  
 Породы переходные 235  
 — пластичные 235, 247  
 — хрупкие 235  
 Потенциал лунно-солнечного притяжения 149  
 — тессеральный 149  
 Пояса метаморфизма высоких давлений 52  
 — — низких давлений 53  
 — регионального метаморфизма 50  
 Правило минералогических фаз Скрейнемакера 47  
 Пренит-пумпеллитовая фация 48, 51  
 Приливное трение 258  
 Приливный потенциал 154  
 Приливы длиннопериодные 156  
 Провинция бассейнов и хребтов 221  
 Проводимость, теория двумерных и трехмерных распределений 121  
 — — одномерных распределений 118  
 Прочность на разрыв 235  
 Пуассона отношение 246  
 Пуэрто-Рико, желоб 146
- Раздвигание океанического дна 7, 176  
 Разрыв 235  
 — хрупкий 235  
 Реальная система сжатий 237  
 Рейнолдса число 293  
 Релея число 293  
 Репольда микрометр 149  
 Рёке — Абукума, пояс 51  
 Ривера, разлом 215, 218  
 Рингвудит 81, 99  
 Рио-Гранде, рифтовый пояс 123, 130  
 Рифовые зоны 214, 216  
 Романш, зона разлома 182
- Садбери, структура 42  
 Сан-Андреас, разлом 160, 166, 177, 178, 187, 204, 267  
 Санбагава, пояс 51  
 Сангун, пояс 51  
 Сатурн 262  
 Свазиленд, система 13, 14  
 Свекофенниды 51, 54  
 Северная Америка — Западная Атлантика, плита 12  
 Северо-Американская плита 52  
 Сейсмические волны, затухание 262  
 Сейсмический момент 194—196, 200, 205  
 Секториальные волны 154  
 — — полусуточные 156  
 — приливы 154  
 Симона уравнение 104, 105  
 Система  $MgSiO_3$  —  $FeSiO_3$  при высоких давлениях и температурах 71  
 —  $Mg_2SiO_4$  —  $Fe_2SiO_4$  при высоких давлениях и температурах 63  
 Системы напряжений неоднородные 237  
 — — однородные 237  
 Скин-эффект, глубина 121
- Скоша дуга 147  
 Скрейнемакера правило, минералогических фаз 47  
 Слой с пониженной скоростью волн 226, 227  
 Собственные колебания Земли 257—259, 262, 268, 280  
 Современный вулканизм, модель 32  
 Солнечная система 15, 17, 21  
 Спад напряжений 195, 196, 202, 206, 235  
 Спрединг (раздвигание океанического дна) 7, 135, 165, 167  
 Спрус-Пайн, дунит 250  
 Средиземноморский хребт 134, 142, 144  
 Срединно-Атлантический хребт 55, 136, 187, 227, 295  
 Срединно-Индийский хребт 55, 187, 188  
 Срединно-океанические хребты 46  
 Ставролит 47  
 Стационарный возраст II  
 Стишовит 71, 72, 74, 75, 104, 108  
 Субдукция 12
- Твин-Систерс, дуниты 91—93  
 Тектоника плит, концепция 7, 32, 33, 178  
 Тектонические движения внезапные 160  
 — — постепенные 160  
 — процессы, вековые изменения хода 54  
 Теория дислокаций 195  
 Тессеральные волны 154  
 Тессеральные приливный потенциал 154  
 Тетраэдрический пресс 62, 64, 67, 69, 74, 76, 77  
 Течение равномерное 235  
 Тирренская абиссальная равнина 141  
 Титан 262  
 Тихоокеанская плита 52, 178, 227  
 Тихоокеанское кольцо 52, 53, 177  
 Толент 31  
 — кварцевый 31  
 — оливинный 30—32  
 Тонга, дуга 176, 177, 180, 182—186  
 — желоб 183, 295  
 Трансвааль, система 13  
 Трансконтинентальные профили 156  
 Трансформные разломы 176, 180, 181, 194  
 Траска критерий текучести 245  
 Трахибазальт оливинный 31
- Угол разрыва 236  
 Удельная электропроводность 114  
 Удельное сопротивление 114  
 — — истинное внутреннее (глубинное) 116  
 — — кажущееся 116, 119  
 Удельный коэффициент затухания 270  
 Уиртмена модель пластического течения 253  
 Украинский кристаллический массив 128  
 Упрочнение 236  
 Упругость неидеальная 268  
 Уравнение состояния для вещества Земли 87  
 Уран 262  
 Условная система сжатия 237  
 Установка типа «белт» 61  
 — — цилиндр — поршень с твердой средой для передачи давления 61  
 Уэстерли, граниты 239—241, 250

- Фазовые переходы при высоких давлениях и температурах 61  
— скорости в горных поясах 218  
— — — океанах 218  
— — — рифтовых зонах 218  
— — — щитах 217  
— — на асейсмических платформах 217  
— — региональные различия 216  
Фация зеленых сланцев 48  
Фаялит 70, 72  
Фенноскандинавский щит 14, 217  
Ферросилит 72  
Фер-Три, серия 13  
Фиджи, дуга 185  
Фобос 262  
Францисканская группа 51, 52  
Фредерик, диабазы 240
- Хааст, сланцы 52  
Хаскелла формула 204  
Херринга — Набарго отношение 267  
Хида, пояс 51  
Хидака, пояс 50, 51  
Хорребау — Талькота метод 153  
Хрупкий разрыв 235
- Цеолитовая фация 48, 51  
Цубои гипотеза 205
- Чандлеровское колебание 150, 151, 290  
Частичное плавление 270  
Чейн, зона разлома 182
- Чешир, кварциты 240  
Чилийское землетрясение 277, 282
- Шошонит 37  
Шпинелевая зона 81, 88—90, 97  
Шпинель 66, 68, 69, 88, 99, 104, 108, 109  
— искаженная 64—66, 68, 81, 86, 89, 99
- Щиты 214, 216
- Эйлера период 152  
— уравнение 149  
Эклогит 26, 49, 82, 96, 98, 107  
Эклогитовая модель верхней мантии 98  
Экстензометры 154  
Электродеформометр 238  
Электромагнитный скин-эффект 114  
Электропроводность 114  
Эффективное напряжение 204, 252
- Южно-Американская дуга 185  
Южно-Сандвичев желоб 146, 147  
Юкатанский бассейн 144  
Юлский мрамор 253  
Юпитер 17, 262
- Яванский желоб 295  
Ямагути, мрамор 245, 246, 249, 251  
Ян-Майен, хр. 136  
Япет 262  
Японская дуга 185  
Японский желоб 295

## УКАЗАТЕЛЬ ГЕОГРАФИЧЕСКИХ НАИМЕНОВАНИЙ

- Авес, подв. хр. 144—146  
 Австралия 50, 51, 124, 130, 189, 217, 219, 287, 288  
 Аденский зал. 139, 188  
 Азия 295  
 Алеутские о-ва 177, 185, 190, 205  
 Альпы 53, 168, 177, 192, 218, 221, 222, 226, 229  
 Альфа, хр. 136  
 Аляска 161, 171, 173, 177, 178, 185, 186, 190, 205, 206, 281  
 Амстердам 161  
 Андаманские о-ва 205, 206  
 Анды 218, 221, 222, 225, 226, 228, 229, 295  
 Антарктида 14, 165, 218, 287  
 Антильские о-ва 146  
 Антофагаста 276  
 Апеннины 140  
 Атланта 168  
 Атлантический океан 134, 144, 295  
 Аравийский п-в 188, 217, 219  
 Аравийское море 188, 189  
 Аргентинская котловина 146  
 Арекила 276  
 Арктический бассейн 155  
 Африка 142, 182, 188, 217, 288
- Байкал, оз. 129, 288, 295  
 Балеарский бассейн 142  
 Балтийское море 170  
 Банда, море 206  
 Барбадос, подв. хр. 144, 145  
 Барбертон, нагорье 12, 14, 39  
 Баренцево море 136  
 Беата, подв. хр. 144, 145  
 Беркли 204  
 Боливия 186, 187, 276  
 Боннвил, оз. 289, 291  
 Бразилия 206—208  
 Британская Колумбия 190
- Вайоминг, штат 12  
 Великие озера 170  
 — равнины 128, 130  
 Веллингтон 162  
 Венесуэла 144  
 Венесуэльский бассейн 144  
 Вест-Индский архипелаг 144
- Воринг, плато 137  
 Восточная Африка 178, 187, 188  
 Восточное Средиземноморье 134, 142
- Гавайи, о. 169, 178  
 Гавайские о-ва 139  
 Гаити, о. 144  
 Гималаи 177, 178, 192  
 Голд-Хилл 197  
 Гренадский бассейн 144  
 Гренландия 136, 137  
 Гренландское море 134—137  
 Груа, о. 54
- Джорджия, штат 168  
 Долмейн 13  
 Дрейка пр. 146
- Евразия 187  
 Европа 50, 154, 287, 288, 295
- Западная Австралия 14, 39, 160  
 — Гренландия 14  
 — Европа 156
- Изабелла 281  
 Илинойс, штат 205  
 Импириал, долина 196  
 Индийский океан 138, 139, 176, 187—189  
 Индия 14, 217, 287  
 Иоганнесбург 13  
 Исландия 128, 134, 178  
 Испания 205, 206  
 Италия 142, 168
- Какиока 125  
 Калабрия 140  
 Калимантан, о. 140  
 Калифорнийский зал. 139, 178  
 Калифорния 51—53, 160, 166, 173, 197  
 Каллавеси, о. 170  
 Камчатка 176, 183, 185, 186  
 Канада 39, 51, 128, 168  
 Карелия 50  
 Карибское море 142, 144—146

- Квебек, провинция 187  
 Кермадек, о-ва 186  
 Килауза, влк. 169  
 Кокос, о-ва 189  
 Колумбийский бассейн 144, 145  
 Колумбия 209, 281  
 Королевы Шарлотты о-ва 190  
 Корсика, о. 217  
 Красное море 139, 188, 218, 221  
 Крит 142  
 Куба 144  
 Курильские о-ва 184—186, 202, 205, 206, 278  
  
 Ла-Пас 276  
 Лау, о-ва 141  
 Ломоносова подв. хр. 136  
 Лорд-Хау, подв. хр. 141  
  
 Мадагаскар, о. 188  
 Малые Антильские о-ва 144  
 Марианские о-ва 134  
 Мекеринг 160  
 Мексика 139, 185, 186, 220  
 Мексиканский зал. 168  
 Меланезийское плато 141  
 Миннесота, р. 14  
 Монтана, штат 12  
  
 Нана 277, 281  
 Ниигата 196, 205, 206  
 Ниумате 183  
 Новая Зеландия 50, 52, 141, 159—162, 166, 169, 171, 176, 177, 183, 187  
 — Каледония 51  
 Новый Орлеан 168  
 Норвегия 137  
 Норвежское море 134—137  
  
 Охотское море 184  
  
 Пайзон 277, 281  
 Паркфилд 196—198, 204—206  
 Пасадена 204  
 Пасхи, о. 224  
 Перу 128—130, 186, 187, 206, 218, 220  
 Перуанские Анды 128, 130  
 Польша 123  
  
 Самоа, о-ва 125  
 Сан-Паулу, о. 182  
 Санрику 205, 206  
 Сан-Фернандо 206  
 Сардиния 142  
 Сахара 154  
 Свазиленд 12  
 Св. Лаврентия, долина 176, 178, 187  
 Северная Америка 12, 14, 51, 130, 154, 168, 171, 176, 178, 187, 200, 217, 219, 222, 287, 288  
 — Атлантика 205  
 Северные Аппалачи 50, 51  
 Северный Ледовитый океан 129, 136, 187  
 — о. 161. 171  
 Сицилия 140  
 Скалистые горы 123, 127, 128, 130, 220, 295  
 Скоша море 145, 146  
 Солсбери-Коп 13  
 Средиземное море 222  
  
 Средиземноморье 142, 178, 218  
 Средиземноморский хр. 142, 144  
 Страсбург 156  
 Сулавеси, о. 52  
 США 214, 215, 218, 219, 221  
 Сьерра-Невада, горы 52  
  
 Тайвань, о. 140  
 Таупо, оз. 169  
 Техас, штат 123  
 Тирренское море 134, 142  
 Тихий океан 129, 139, 141, 176, 180, 182, 190, 215, 226, 230, 288  
 Токати-оки 205, 206  
 Тонга, о-ва 183, 186  
 Траки 201, 205, 206  
 Трансвааль 12  
 Турция 166  
  
 Уайт, о. 169  
  
 Фенноскандия 50, 227, 269, 289, 291  
 Фиджи, о-ва 141, 186, 274  
 Филиппинские о-ва 140  
 Филиппинское море 134, 140, 141  
 Финляндия 160, 168, 170  
 Франция 168, 217, 219  
 Фюрстенфельдбрук 125  
  
 Хоккайдо, о. 52  
 Хонсю, о. 52, 185  
  
 Цейлон, о. 189  
 Центральная Азия 177, 178, 192  
 — Америка 144, 177, 185, 186  
  
 Чили 51, 52, 186, 187, 281  
  
 Швейцария 168  
 Швейцарские Альпы 50, 51  
 Швеция 160  
 Шотландские нагорья 50  
 Шпицберген 154, 155  
  
 Экваториальная Атлантика 182  
 Эллиот 281  
  
 Юго-Западная Африка 219  
 Южная Америка 176, 177, 180, 182, 183, 185—187, 207, 228, 287  
 — Африка 12, 39, 217  
 — Грузия, о. 147  
 — Калифорния 129  
 Южно-Китайское море 140  
 Южные Альпы 166  
 — Оркнейские о-ва 146, 147  
 — Сандвичевы о-ва 146, 147  
 Юкатанский бассейн 144  
  
 Ямайка, о. 144, 145  
 Ян-Майен, о. 134  
 — хр. 134, 136, 137  
 Япония 51, 53, 130, 154, 159, 171, 176, 177, 183, 186, 190  
 Японское море 129

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	5
Значение и достижения Проекта верхней мантии <i>Перевод Е. Л. Резникова</i> . . . . .	7
✓ Дж. Уэтерил. Начальный этап эволюции континентов. <i>Перевод В. Я. Барласа</i> . . . . .	11
✓ Д. Грин. Магматическая активность как основной процесс химической эволюции земной коры и мантии. <i>Перевод Е. Л. Резникова</i> . . . . .	25
✓ А. Миясиро. Роль температуры и давления в процессах метаморфизма и их связь с тектоническими движениями отдельных регионов и ложа океанов. <i>Перевод В. Я. Барласа</i> . . . . .	45
С. Акимото. Система $MgO - FeO - SiO_2$ при высоких давлениях и температурах — фазовые равновесия и упругие свойства. <i>Перевод Е. Л. Резникова</i> . . . . .	60
Т. Аренс. Состояние минералов мантии. <i>Перевод Е. Л. Резникова</i> . . . . .	81
Дж. Кеннеди, Г. Хиггинс. Температуры плавления в мантии Земли. <i>Перевод В. Я. Барласа</i> . . . . .	104
У. Шмуккер, Я. Янковски. Изучение геомагнитной индукции и электрическое состояние верхней мантии. <i>Перевод Е. Л. Резникова</i> . . . . .	114
Б. Хизен. Внутренние и краевые моря. <i>Перевод В. Я. Барласа</i> . . . . .	134
П. Мельхиор. Земные приливы и движения полюса. <i>Перевод Е. Л. Резникова</i> . . . . .	149
Г. Уэлман. Современные движения коры: методика анализа и достижения. <i>Перевод В. Я. Барласа</i> . . . . .	158
Л. Сайкс. Роль сейсмичности в анализе глобальной тектоники и в прогнозе землетрясений. <i>Перевод В. Я. Барласа</i> . . . . .	176
К. Аки. Механизм землетрясений. <i>Перевод В. Я. Барласа</i> . . . . .	194
✓ Л. Кнопов. Поверхностные волны и их использование в обратных задачах. <i>Перевод В. Я. Барласа</i> . . . . .	214
К. Могги. Разрывы и течения в горных породах. <i>Перевод В. Я. Барласа</i> . . . . .	234
Г. Джеффрис. Неупругие смещения на Земле и планетах. <i>Перевод В. Я. Барласа</i> . . . . .	257
С. Смит. Неидеальная упругость мантии. <i>Перевод Е. Л. Резникова</i> . . . . .	268
С. Ранкорн. Динамические процессы в нижней мантии. <i>Перевод Е. Л. Резникова</i> . . . . .	286
Именной указатель . . . . .	299
Предметный указатель . . . . .	303
Указатель географических наименований . . . . .	308

*УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!*

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, издательство «Мир».

**НАУКИ О ЗЕМЛЕ**

**т. 62**

**Верхняя мантия**

Редактор М. Яковенко  
Художественный редактор В. Бисенгалиев  
Технический редактор Н. Иовлева

Сдано в набор 30/VII 1975 г.  
Подписано к печати 21/X 1975 г.  
Бумага кн.-журн. 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>=9,75 б. л.  
27,30 печ. л.  
Уч.-изд. л. 28,35. Изд. № 5/8061  
Цена 3 р. 16 к. Зак. 0973

---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»  
Москва. 1-й Рижский пер., 2

---

Ордена Трудового Красного Знамени Московская типография № 7  
«Искра революции» Союзполиграфпрома при Государственном  
комитете Совета Министров СССР по делам издательств,  
полиграфии и книжной торговли  
Москва, К-1, Трехпрудный пер., 9

Зр. 16к.

1764