

УДК 550.312

СТРОЕНИЕ ЯДРА И МАНТИИ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ МИРОВОЙ СЕТИ СЕЙСМИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ*

© 2010 г. В.Ю. Бурмин

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

По монтажах записей сейсмических колебаний коровых (с глубинами очагов не более 33 км) и глубокофокусных землетрясений, зарегистрированных мировой сетью сейсмических станций, построены годографы рефрагированных и отраженных короткопериодных продольных сейсмических волн, распространяющихся в ядре и мантии Земли. Полученные на их основе скоростные разрезы ядра и мантии хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Особенностью скоростного разреза мантии является наличие в ее верхней и средней частях двух слоев с пониженной скоростью. Первый слой мощностью около 162 км начинается на глубине 132 км и соответствует разрыву годографа в диапазоне 10–12 градусов. Второй слой мощностью 180 км начинается на глубине около 1300 км и соответствует разрыву годографа на 50 градусах.

Скоростная кривая для земного ядра хорошо объясняет природу так называемых “предвестников”-колебаний, выходящих в первые вступления на поверхности Земли на эпицентральных расстояниях 134–142 градусов. Особенность скоростного разреза внешнего ядра – наличие в его низах слоя мощностью около 500 км с высоким положительным градиентом скорости и залегающего сразу под ним слоя с пониженной скоростью мощностью около 200 км (зона *F*). Во внутреннем ядре скорость сначала увеличивается довольно сильно до глубин примерно 5500 км, а затем практически линейно меняется к центру Земли с чуть большим градиентом, чем это принято в стандартных моделях.

На основе скоростной кривой, полученной по записям продольных сейсмических волн, для всей Земли установлено распределение плотности и упругих параметров, а для земного ядра – распределение вязкости.

Ключевые слова: волновые формы, годографы, распределение скорости, мантия, ядро, упругие модули, вязкость.

Введение

В 1939 г. Г. Джеффрисом по временам пробега сейсмических волн от землетрясений был построен скоростной разрез для Земли в целом [Jeffreys, 1939a], что, по сути, означало создание первой стандартной скоростной модели планеты. При этом использовались времена пробега сейсмических волн из таблиц, опубликованных Г. Джеффрисом и К.Е. Булленом в 1935 г. В дальнейшем эти таблицы дополнялись и уточнялись; их последний вариант был опубликован, по-видимому, в 1967 г. [Jeffreys, Bullen, 1967]. Другие исследователи также формировали аналогичные таблицы и строили соответствующие им скоростные модели Земли. Наиболее полные таблицы были созданы Б. Гуттенбергом и Ч. Рихтером [Gutenberg, Richter, 1939]. Б. Гуттенбергом была предложена также скоростная модель Земли [Гуттенберг, 1963], которая несколько отличалась от модели Г. Джеффриса, особенно в верхней мантии Земли и в зоне *F* земного ядра.

Позже А. Дзивонский и Д. Андерсон создали модель *PREM*, используя помимо времен пробега объемных волн данные о собственных колебаниях Земли [Dziewonsky, Anderson, 1981].

В настоящее время наиболее широкое признание получила сейсмологическая модель IASPEI-91 (*International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior*) [Kennett, 1992].

Впервые существование земного ядра обнаружил Р. Олдгем в 1906 г. при исследовании записей землетрясений вблизи антицентра – им было установлено существование скачка скорости приблизительно на середине радиуса Земли [Oldham, 1906]. Когда к 1914 г. по продольным P -волнам был построен общий скоростной разрез Земли, Б. Гутенберг [Гутенберг, 1963] показал, что на глубине около 2900 км скорость продольных волн уменьшается от 13.5 до 8.5 км/с. Область ниже этого уровня получила название земного ядра, через которое, как было установлено, не проходят поперечные волны.

В тридцатые годы прошлого столетия на сейсмограммах были обнаружены колебания, которые нельзя было объяснить, считая, что жидкое ядро простирается до центра Земли. В 1936 г. И. Леманн предположила, что ядро состоит из двух частей – внешнего и внутреннего ядер, – и что скорость во внутреннем ядре выше, чем во внешнем. Чуть позже это предположение подтвердил Г. Джеффрис [Jeffreys, 1939b], опубликовав разрез ядра, основанный на имеющих разные наклоны ветвях годографа рефрагированных волн $PKP1$ и $PKP2$ (рис. 1).

Полученное Г. Джеффрисом распределение скорости предполагает наличие переходного слоя между внешним ядром и внутренним. Позже этот переходный слой, залегающий в интервале глубин 4980–5120 км, был назван зоной F . В этой зоне Г. Джеффрис ввел отрицательный градиент скорости P -волн – 0.0075 с^{-1} , а на ее нижней границе – скачок V_P от 9.40 до 11.16 км/с.

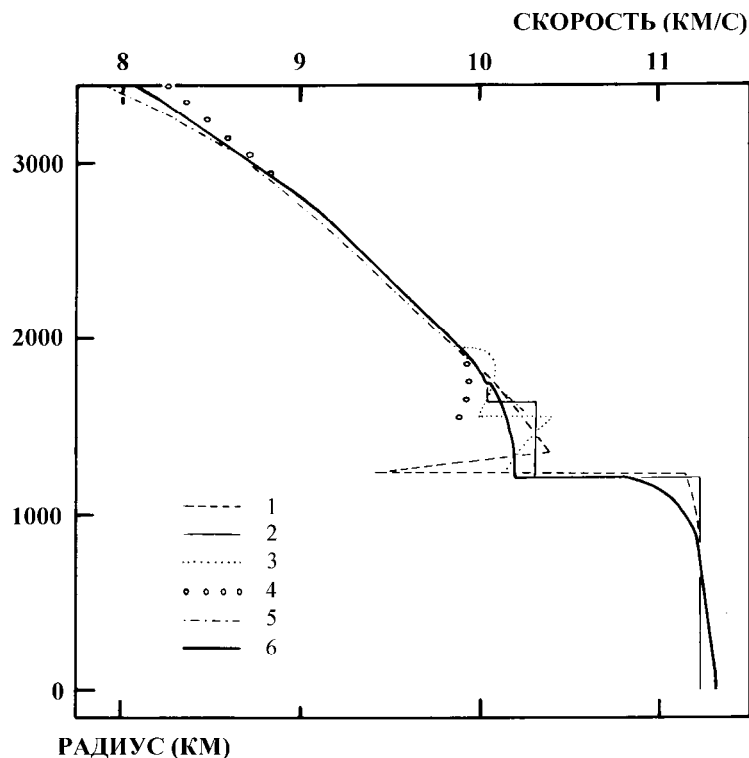


Рис. 1. Распределения скорости продольных волн в ядре по данным различных авторов [Qamar, 1973]: 1 – Джеффрис, 1939 г.; 2 – Болт, 1962 г.; 3 – Адамс, Рендолл, 1964 г.; 4 – Рендолл, 1970 г.; 5 – Хейлс, Робертс, 1971 г.; 6 – Камара, 1973 г. (модель $KOR5$)

В конце тридцатых годов Б. Гутенберг и Ч. Рихтер получили распределение V_p , непрерывное для всего ядра, но с большими положительными градиентами в интервале глубин, приблизительно проходящемся на зону F [Gutenberg, Richter, 1938, 1939].

В начале 50-х годов прошлого столетия появляются данные о том, что на эпицентральных расстояниях от 125° до 140° перед волнами PKP наблюдаются колебания (волны) с периодами 0.5–1 с, которые стали называть “предвестниками”. Эти волны вступают примерно на 10–20 с раньше волн PKP_1 , которые имеют период около 2 с и больше [Gutenberg, 1957, 1958].

Используя данные о временах пробега сейсмических волн, полученные по записям глубоководных землетрясений в окрестностях островов Фиджи, Новые Гибриды и Целебес, Нгуен Хай [Hai, 1963] пришел к распределению скорости в ядре, заметно отличному от распределения Г. Джеффриса в промежуточной зоне, простирающейся примерно от глубины 4400 км до границы внутреннего ядра (r было положено равным 1236 км). Предполагалось, что скорость V_p непрерывна во внешнем ядре и промежуточной зоне. В интервале глубин 4380–4480 км скорость продольных волн уменьшалась от 9.91 до 9.86 км/с, а затем возрастала до 9.98 км/с. На границе внутреннего ядра скорость менялась скачком от 10.27 до 10.80 км/с, а затем ее поведение было подчинено распределению Гутенберга для внутреннего ядра, достигая в центре 11.24 км/с.

В то же время Б. Болт [Bolt, 1962, 1964] предположил, что наличие “предвестников” можно объяснить в рамках лучевой теории, если ввести дополнительную ветвь годографа на расстояниях от 124.0° до 160.0° и соответствующий ей переходный слой с двумя скачками скорости (на глубинах около 5000 км) (см. рис. 1), оставив в остальной модели Г. Джеффриса без изменений.

Полученные Р. Адамсом и М. Рэндаллом [Adams, Randall, 1963, 1964] дополнительные данные подтвердили существование еще одной ветви годографа в диапазоне 130.0° – 156.5° . Чтобы объяснить ее существование, Р. Адамс и М. Рэндолл ввели еще один скачок скорости выше границы внутреннего ядра (при $H = 4491$ км). Таким образом, они предложили модель с двумя переходными слоями между внешним и внутренним ядром (см. рис. 1).

В своей работе [Randall, 1970] М. Рэндолл предложил иное распределение скорости продольных волн во внешнем ядре: в верхней его части скорость составляет 8.26 км/с, а в нижней части в интервале глубин 4450–4800 км наблюдается ее незначительное уменьшение от 9.946 до 9.890 км/с (см. рис. 1).

Принципиальным изменением модели Г. Джеффриса было устранение отрицательного градиента скорости в зоне F . Отсутствие больших отрицательных градиентов скорости где-либо в ядре было подтверждено большинством более поздних исследований. В 1964–1970 гг. модель Б. Болта, благодаря ее параметрической простоте, часто использовалась для оценки плотности во внутреннем ядре.

В 70-е годы результаты интерпретации “предвестников” подвергались большому сомнению, так как не удавалось получить удовлетворительного распределения скорости в ядре с позиций используемой тогда лучевой теории и с ее помощью объяснить наблюдаемую кривизну годографов (T, θ) “предвестников”. Исчерпав все возможности лучевой теории, Д. Клири и Р. Хэддон были вынуждены сделать вывод, что “предвестники”, вероятно, следует связывать не с присутствием переходных слоев, подобных предложенным Б. Болтом, и не с какими-либо разрывами непрерывности скоростной кривой во внешнем или внутреннем ядре, а с рассеянием волн PKP на каустике вблизи границы мантия–ядро [Cleary, Haddon, 1972]. Ими была показана согласованность наблюдаемых годографов и кажущихся скоростей “предвестников” с теоретическими кривыми для однократно рассеянных волн.

Гипотеза Д. Клири и Р. Хэддона о рассеянии волн *PKP* на каустиках была поддержана Д. Дорнбосом и Н. Влааром. Однако эти исследователи предположили, что рассеяние происходит на различных глубинах в нижней мантии [Doornbos, Vlaar, 1973].

При создании модели *PREM* А. Дзивонский и Д. Андерсон придерживались гипотезы о том, что ядро состоит из двух гомогенных частей [Dziewonsky, Anderson, 1981]. Широко используемая в настоящее время модель *IASPEI-91* [Kennett, 1992] также основана на предположении, что ядро состоит из двух однородных частей, на границе которых на глубине 5153.9 км существует скачок скорости продольных волн, составляющий 0.84 км/с.

Нами упомянута лишь небольшая часть публикаций, посвященных строению ядра Земли. Более полное представление о разнообразии подходов и взглядов можно получить из названных выше работ, а также из [Ergin, 1967; Антонова, 1971; Яновская, 1975; Буллен, 1978; Morelli, Dziewonski, Woodhouse, 1986; Song, Helmberger, 1998; Stixrude, Brown, 1999] и др. Специально строение ядра Земли рассмотрено в книге Дж. Джекобса “Земное ядро” [Джекобс, 1979]. Между тем, несмотря на многочисленные исследования и публикации, вопрос о структуре ядра в целом до сих пор остается до конца не решенным.

Более или менее благополучно обстоит дело с определением скорости продольных волн во внутреннем ядре. В большинстве моделей скорость распространения продольных волн в нем принимается близкой к постоянной. Исключением являются лишь модели Г. Бухбиндера [Buchbinder, 1971] и А. Камара [Qamar, 1973], имеющие в верхней части внутреннего ядра четко выраженный градиент скорости. Модель А. Камара (*KOR5*) приведена на рис. 1.

Определение распределения плотности и упругих параметров в Земле также принадлежит к основным задачам геофизики. Историю вопроса и исчерпывающую библиографию по нему можно найти в работах [Гуттенберг, 1963; Магницкий, 1965; Буллен, 1966, 1978; Паньков, Жарков, 1967; Калинин, Сергеева, 1971, 1975; Жарков, Трубицын, 1980; Жарков, 1983].

Считается, что внешнее ядро Земли является жидким, так как через него не проходят упругие поперечные волны. В соответствии с этим модуль сдвига во внешнем ядре Земли принимается равным нулю. По крайней мере, так выглядят современные физические модели Земли [Dziewonsky, Anderson, 1981; Kennett, 1992]. В то же время, всякая нормальная (не квантовая или не сверхтекучая) жидкость обладает вязкостью и, следовательно, по отношению к достаточно высокочастотным колебаниям обладает эффективным модулем сдвига, отличным от нуля.

Вязкость земного ядра и, в частности, внешнего ядра – наименее изученная его характеристика. В настоящее время наблюдаются существенные различия между результатами теоретических исследований, данными лабораторных экспериментов и геофизическими данными о величине вязкости внешнего ядра Земли. Большинство теоретических и экспериментальных исследований дают низкое (порядка 10^{-2} Па·с) значение вязкости расплавов соединений железа при *P-T*-условиях, соответствующих условиям внешнего ядра Земли [Gans, 1972; Poirier, 1988; Secco, 1995; Allfè, Gillan, 1998a,b, 2000; de Wijs, 1998; Vocadlo et al., 2000; Terasaki et al., 2001; Urakawa, 2001; Минеев, Фунтиков, 2005;]. Исключение составляет работа [LeBlanc, Secco, 1996], в которой для расплава $Fe_{73}S_{27}$ приводятся значения вязкости от 43.6 ± 7.0 Па·с (при давлении 3.9 ГПа и температуре 1100°C) до 1.6 ± 0.5 Па·с (при давлении 3 ГПа и температуре 1300°C). В то же время, практически все геофизические данные позволяют говорить о гораздо более высоких – от 10^3 до 10^{12} Па·с – значениях вязкости для земного ядра. По оценкам В.Н. Жаркова [1962], сделанным на основе данных Б. Гуттенберга [Gutenberg, 1957, 1958] по затуханию продольных сейсмических волн, распространяющихся во внешнем

ядре, динамическая вязкость η во внешнем ядре также достаточно высока, но не превосходит 10^9 Па·с. Данные о вязкости внешнего ядра по другим геофизическим данным можно найти в работах [Hales, Roberts, 1971; Toomre, 1974; Anderson, 1980; Officer, 1986; Lumb, Aldridge, 1991; Денисов, Новиков, 1998; Smylie, McMillan, 1998; Bills, 1999; Smylie, 1999; Greff-Leffitz et al., 2000; Бражкин, Ляпин, 2000; Palmer, Smylie, 2002; Шалимов, 2005].

Детальные обзоры и критический анализ работ, посвященных вязкости материалов в условиях, близких к условиям в ядре Земли, а также критический анализ полученных к настоящему времени данных о состоянии вещества во внешнем и внутреннем ядре содержатся в работах [Бражкин, Ляпин, 2000; Минеев, Фунтиков, 2005].

Автор данной статьи поставил перед собой задачу построения скоростной модели ядра Земли, наилучшим образом удовлетворяющей экспериментальным сейсмическим данным. Решение этой задачи базируется на интерпретации большого количества короткопериодных записей продольных сейсмических волн от глубокофокусных землетрясений с применением ранее развитой автором теории обращения разрывных годографов рефрагированных волн и годографов отраженных волн, заданных дискретным набором точек [Бурмин, 1993].

Новые представления о распределении скорости сейсмических волн в Земле с глубиной повлекло за собой пересмотр и распределения плотности и упругих параметров. Для определения распределения плотности использовано известное соотношение Вильямсона–Адамса, которое, как показано в статье, применимо и для сред с постоянным, так и с меняющимся по глубине химическим составом. В статье дается также оценка распределения модуля сдвига и вязкости внешнего и внутреннего ядра на основании сейсмических данных.

Данная статья обобщает результаты, полученные автором ранее и опубликованные в ряде работ [Бурмин, 2003, 2004 а,б, 2006, 2007].

Исходные данные

Для решения поставленной задачи в работе использованы экспериментальные записи прошедших через земное ядро сейсмических волн, позволяющие построить соответствующие им годографы для интерпретации. Сегодня станции мировой сейсмической сети регистрируют практически все крупные события, формирующие волновую картину, которая позволяет изучать скоростную структуру ядра. Нами были использованы цифровые сейсмические данные Национального информационного центра мировых сейсмологических данных департамента Геологической службы США (NEIC) за период с 1980 по 1988 гг., включающие записи длиннопериодных, промежуточных и короткопериодных сейсмографов. Поскольку записи короткопериодных приборов (с полосой пропускания от 0.1 до 6 Гц) имеют более высокую разрешающую способность, то для интерпретации были использованы только они. Все записи были отфильтрованы в полосе частот 0.5–5.0 Гц. Каждая запись нормирована на максимальную амплитуду колебаний в трассе. Для интерпретации отбирались сейсмограммы, на которых записи сигнала были наиболее четкими.

Для уточнения распределения скорости распространения продольных сейсмических волн в мантии были просмотрены записи сейсмических волн от всех землетрясений с магнитудой больше 5.5 за указанный период времени. Все записи были приведены к одному источнику, расположенному на дневной поверхности, с учетом разности времен пробега волн и сейсмического сноса. Были построены монтажи сейсмограмм вертикальных компонент смещения в двух редукциях: в редукции 0.15 град/с для диа-

пазона эпицентральных расстояний 0° – 115° и времен 0–250 с и в редукции 0.52 град/с для диапазона эпицентральных расстояний 90° – 180° и времен 810–930 с.

Анализ скоростной модели *IASPEI-91*

Прежде чем перейти к решению поставленной задачи, целесообразно сопоставить теоретические годографы преломленных и отраженных волн для одной из стандартных моделей, например *IASPEI-91*, с монтажом сейсмических записей, чтобы убедиться, насколько близки существующие модели к реальному распределению скорости сейсмических волн в ядре Земли или далеки от них.

Теоретический годограф распространяющихся в мантии продольных рефрагированных волн, рассчитанный для модели *IASPEI-91*, наложенный на монтаж сейсмограмм, приведен на рис. 2, где хорошо видно, что, начиная с расстояния 20° , теоретический годограф проходит ниже первых вступлений.

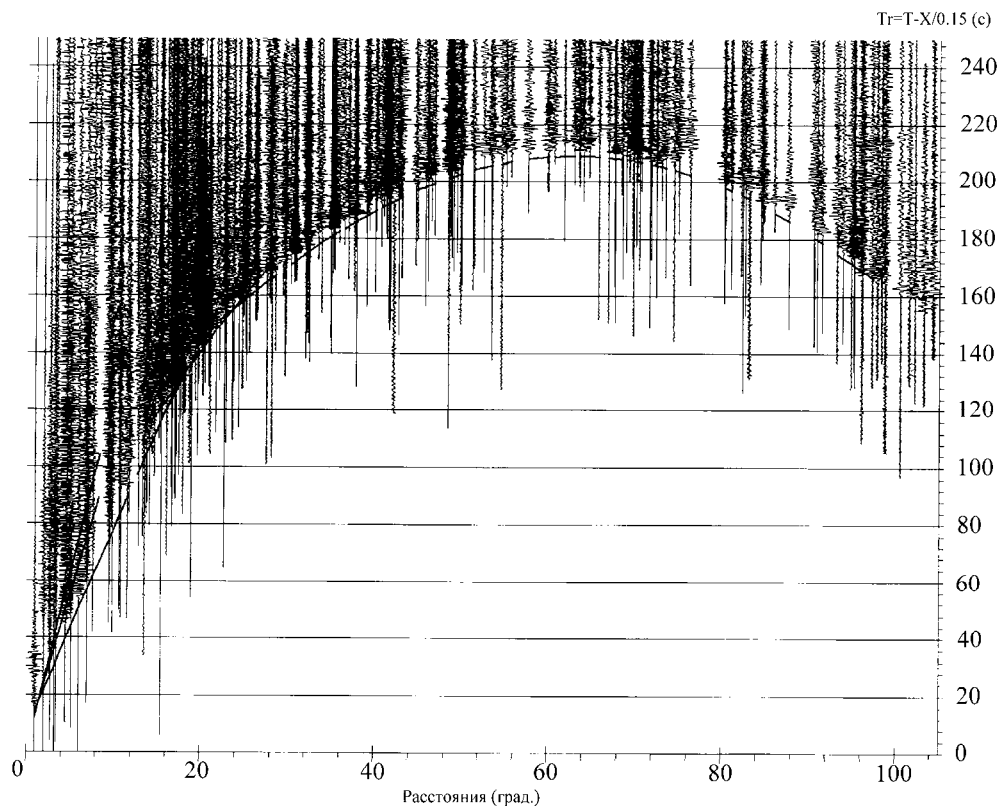


Рис. 2. Сопоставление теоретического годографа рефрагированных волн, рассчитанного для скоростной модели мантии *IASPEI-91*, с монтажом сейсмограмм. Скорость редукции 0.15 град/с; эпицентральные расстояния – 0° – 115°

Теоретические годографы волн, распространяющихся в земном ядре, рассчитанные для той же модели и наложенные на монтаж сейсмограмм, представлены на рис. 3. Можно видеть, что ветвь *AB* годографа рефрагированной волны, распространяющейся во внешнем ядре и обозначаемой обычно *PKP2*, интерпретируется как ветвь возврата, для которой точка *A* соответствует начальной точке, а точка *B* – предельной. Обращает на себя внимание тот факт, что начальная точка, расположена ниже и левее видимых на монтаже колебаний, а предельная – выше и правее, чем заканчиваются вступления этой волны.

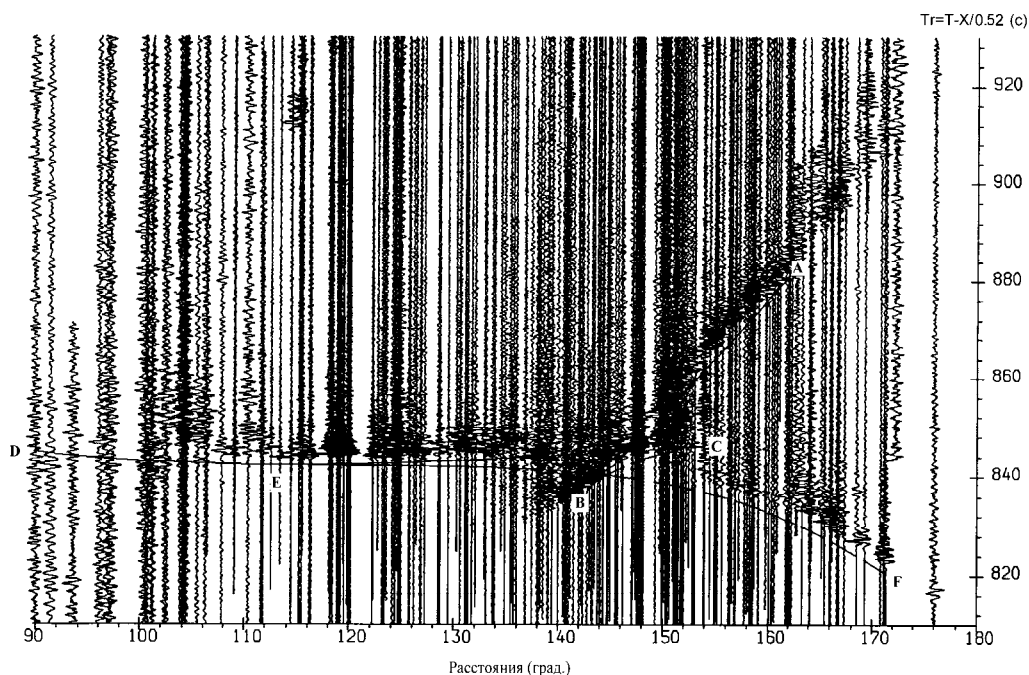


Рис. 3. Сопоставление теоретических годографов рефрагированных и отраженных волн, рассчитанных для скоростной модели ядра *IASPEI-91*, с монтажом сейсмограмм. Скорость редукции 0.52 град/с, эпицентральные расстояния – 90°–180°

Первое обстоятельство связано с тем, что положение начальной точки для модели определяется не только распределением скорости во внешнем ядре, но и значением скорости в нижней мантии, в частности, у ее подошвы (в слое *D''*). Суть дела состоит в том, что волна, распространяющаяся во внешнем ядре, будет иметь точку поворота только на той глубине, где отношение $v(r)/r$ сравнивается по величине с таким же отношением в вышележащем слое. Отсюда следует, что в модели *IASPEI-91* скорость 13.691 км/с, определенная на подошве слоя *D''*, является явно завышенной. Заметим, что в модели *PREM* скорость продольной волны в этом слое еще выше и равна 13.717 км/с.

Второе обстоятельство говорит о том, что реальное значение скорости в нижней части внешнего ядра является более высоким, чем то, которое принято в модели *IASPEI-91*.

Точки годографа *B* и *C* соединяет ветвь *CB*. В действительности, как это видно на рис. 3, на этом участке нет видимых колебаний, которые можно было бы с уверенностью отнести к регулярным. Г. Джеффрис совершенно четко осознавал этот факт и поэтому ввел в низах внешнего ядра слой с пониженной скоростью.

Ветвь *CD* представляет собой годограф волны, отраженной от границы между внешним и внутренним ядром. Как видим, годограф проходит ниже соответствующих колебаний. Это говорит о том, что или глубина границы в модели меньше, чем реальная, или значение скорости в вышележащем слое завышено.

Ветвь *EF*, обозначаемая обычно как *PKP1*, является ветвью годографа волны, рефрагированной во внутреннем ядре. Здесь она также лежит ниже видимых колебаний; к тому же ее предельная точка расположена на расстоянии не 180°, как должно быть, а примерно на 177°.

Таким образом, мы видим, что теоретические годографы для скоростной модели *IASPEI-91* далеко не везде совпадают с видимыми колебаниями на монтаже сейсмо-

грамм. Отчасти, это обусловлено тем, что в упомянутой модели неправильно установлена природа сейсмических волн, в частности, “предвестников”.

Ниже нами предлагается иная трактовка волн и, соответственно, другая скоростная модель ядра Земли.

Решение прямой кинематической задачи сейсмологии для сферически симметричной Земли

Чтобы проверять правильность выбора скоростной модели среды и иметь возможность сравнивать различные модели, необходимо рассчитывать теоретические годографы различных типов волн. Задача расчета годографов сейсмических волн, носящая название прямой кинематической задачи сейсмологии, является одной из задач математического моделирования процесса распространения сейсмических волн в недрах Земли. Остановимся кратко на алгоритме решения этой задачи.

Рассмотрим распространение упругого возмущения в круге, образованном сечением шара плоскостью по дуге большого круга. Поместим начало полярной системы координат (θ, r) в центр этого круга. Здесь θ – угловое расстояние или длина дуги в угловых единицах измерения; r – расстояние в линейных единицах измерения от центра круга до рассматриваемой точки внутри него. Пусть источник упругих колебаний помещен на границе круга в точку с координатами $(0, R)$, а регистрация колебаний проводится также на дневной поверхности в точках с координатами (θ, R) .

Поскольку сейсмический луч начинается на дневной поверхности, то он имеет точку поворота (θ_m, r_m) . Для рефрагированной волны в этой точке справедливы равенства

$$\frac{\partial t}{\partial \theta} = \frac{r_m}{v(r_m)} = p, \quad r_m = r(p),$$

где p – параметр луча. Для отраженной волны $r_m = r^*$, где r^* – расстояние от центра Земли до отражающей границы.

Уравнения годографов рефрагированной и отраженной волн в параметрическом виде имеют вид [Саваренский, Курнос, 1955]:

$$\theta(p) = 2p \int_{r_m}^R \frac{1}{\sqrt{[r/v(r)]^2 - p^2}} \frac{dr}{r}, \quad t(p) = 2 \int_{r_m}^R \frac{[r/v(r)]^2}{\sqrt{[r/v(r)]^2 - p^2}} \frac{dr}{r}. \quad (1)$$

Для расчета годографов скоростной разрез представляется в виде колонки, т.е. набора слоев, для каждого из которых задаются мощность (или глубина верхней границы слоя) и два значения скорости – на верхней и нижней границах слоя (или над и под соответствующей границей). Для вычисления интегралов (1) при соответствующей аппроксимации скоростного разреза можно использовать явные формулы, выраженные через тригонометрические, обратные тригонометрические и логарифмические функции.

В наших расчетах каждый слой скоростной колонки разбивается на N элементарных слоев с постоянными значениями скоростей и малыми мощностями. В этом случае интегралы заменяются суммами и все вычисления упрощаются. При таком подходе несколько увеличивается время счета, но при этом точность вычислений зависит только от шага разбиения скоростной колонки и не зависит от точности вычисления тригонометрических и обратных тригонометрических функций в случае использования явных формул. Численный эксперимент показывает, что шаг разбиения в 1 км оказывается вполне достаточным для обеспечения необходимой точности вычислений.

Решение обратной кинематической задачи сейсмоки для сферически симметричной Земли

Обращение непрерывного годографа рефрагированной волны

Впервые решение обратной кинематической задачи сейсмоки было получено в начале XX века Г. Герглотцем, Е. Вихертом и Г. Бейтманом для сферически симметричной Земли при поверхностном источнике [Herglotz, 1907; Wiechert, 1907; Bateman, 1910]. Ими было показано, что если $u(r)=r/v(r)>0$ является монотонной возрастающей функцией, где $v(r)$ – скорость распространения сейсмической волны на расстоянии r от центра Земли, то $v(r)$ однозначно определяется по годографу $t(\theta)$ сейсмической волны, наблюдаемой на поверхности Земли. Для определения функции $v(r)$ была получена формула обращения сейсмического годографа, которая имеет вид [Саваренский, Курнос, 1955]

$$\ln \frac{R}{r_1} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta_1} \operatorname{Arcch} \left[\frac{p(\theta)}{p(\theta_1)} \right] d\theta, \quad (2)$$

где R – радиус Земли; r_1 – радиус вершины луча, вышедшего на расстоянии θ_1 ; $p(\theta)$ – текущее значение лучевого параметра ($0 \leq \theta \leq \theta_1$).

Формула (2) вместе с соотношением $p(\theta_1) = \frac{r_1}{v(r_1)} = dt/d\theta_{\theta=\theta_1}$ позволяет определить изменение скорости сейсмических волн в зависимости от радиуса r .

Обращение разрывного годографа рефрагированной волны

Формула (2) для сферически симметричной Земли была получена для непрерывного годографа. В случае разрывного годографа решение этой задачи непосредственно для сферы никем не рассматривалось. В данной работе обратная задача решалась для плоской поверхности Земли с последующим преобразованием полуплоскости в круг по формулам [Гервер, Маркушевич, 1967]:

$$\theta = x/R, \quad r = R \exp \left[-\frac{z}{R} \right], \quad v(r) = v(z) \exp \left[-\frac{z}{R} \right].$$

Время распространения сейсмической волны при этом не меняется.

Обратное преобразование в этом случае запишется в виде:

$$x = \theta R, \quad z = R \ln \left[\frac{R}{r} \right], \quad v(z) = v(r) \frac{R}{r}.$$

Для задачи обращения разрывного годографа сейсмических волн для плоской земли формулы обращения были получены в работе [Бурмин, 1980б, 1996].

Рефрагированные (преломленные) волны соответствуют лучам с различными глубинами максимального проникновения z_m . Уравнения годографа рефрагированной и отраженной волн для плоской Земли имеют следующий вид:

$$x(p) = 2p \int_0^{z_m} \frac{dz}{\sqrt{v(z)^{-2} - p^2}}, \quad t(p) = 2 \int_0^{z_m} \frac{dz}{v^2(z) \sqrt{v^{-2}(z) - p^2}}.$$

Как известно, разрывы годографов рефрагированных волн связаны с наличием в упругой среде волноводов или слоев с постоянной скоростью [Бурмин, 1993], а также с неполнотой наблюдаемых данных. В общем случае по годографу рефрагированной

волны можно определить функции $\lambda(u) = -dz/du \geq 0$, $z \in [z^*, z_M]$ и $H(u) = \text{mes} \left\{ z : z \in [z^*, \bar{z}^*], v^{-1}(z) \leq u \right\}$ из решения системы двух уравнений Фредгольма первого рода [Бурмин, 1993, 1996]:

$$\int_q^{q_0} \frac{x(p, z^*) dp}{\sqrt{w^2 - p^2}} = \int_q^{q_0} \lambda(u) K_1(u, w) du + \int_{\bar{u}^*}^{u^*} K_2(u, w) dH(u),$$

$$\int_q^{q_0} \frac{t(p, z^*) p dp}{\sqrt{w^2 - p^2}} = \int_q^{q_0} \lambda(u) u^2 K_1(u, w) du + \int_{\bar{u}^*}^{u^*} u^2 K_2(u, w) dH(u)$$
(3)

при условиях

$$\lambda(u) = -dz/du \geq 0, \quad dH(u) \geq 0, \quad (4)$$

где

$$K_1(u, w) = 2 \ln \frac{\sqrt{w^2 - q^2} + \sqrt{u^2 - q^2}}{\sqrt{w^2 - u^2}}, \quad q \leq u \leq q_0 \leq \bar{u}^* \leq w \leq u^*,$$

$$K_2(u, w) = 2 \ln \frac{\sqrt{w^2 - q^2} + \sqrt{u^2 - q^2}}{\sqrt{w^2 - q_0^2} + \sqrt{u^2 - q_0^2}}, \quad q \leq q_0 \leq u^* \leq u, w \leq u^*.$$

Функция $\lambda(u)$ определяет распределение скорости ниже волновода, а функция $H(u)$ определена в волноводе.

Задача (3), (4) сводится к задаче квадратичного программирования и решается численными методами, в частности, методом сопряженных градиентов.

Как уже упоминалось выше, для среды с волноводами обратная кинематическая задача решается не единственным образом, что ставит ее в ряд некорректных задач в классическом смысле. Однако, если в качестве скоростных функций рассматривать монотонные функции, решение задачи (3), (4) определяется по годографу рефрагированных волн единственным образом [Бурмин, 1996].

Важной особенностью задачи (3), (4) является то, что функции $\lambda(u)$ и $H(u)$ восстанавливаются по любому фрагменту годографа.

Учитывая приближенный характер исходных данных, в некоторых случаях можно существенно упростить задачу (3), (4), предположив, что скорость в волноводе является постоянной или меняется по линейному закону.

Запишем формулу обращения годографа рефрагированной волны в виде [Бурмин, 19806]:

$$z(q) = z_m = z^* + \frac{1}{\pi} \int_q^{u^*} \frac{x(p, u^*)}{\sqrt{p^2 - q^2}} dp, \quad (5)$$

где $x(p, u^*) = x(p) - 2p \int_0^{z^*} \frac{d\eta}{\sqrt{v^{-2}(\eta) - p^2}}$; $q = u(z_m) \leq p \leq u(z^*) = u^*$; $z^* \leq z_m \leq z_M$;

$u(z) = v^{-1}(z)$; z_m – максимальная глубина проникновения сейсмических лучей, соответствующая последней точке годографа; $x(p, u^*)$ представляет собой расстояние до точки выхода сейсмического луча, проникшего на глубину $z_m > z^*$ от места его входа на глубине $z = z^*$, зависящее от параметра луча p .

Формула (5) позволяет определять глубину максимального проникновения луча, вышедшего на расстоянии $x(p)$ от источника, и вместе с соотношением $v^{-1}(z_m) = u(z_m) = t'[x(q)]$, дающим скорость сейсмической волны на глубине $z_m = z(q)$, определяет искомую зависимость $v = v(z)$ в параметрическом виде для $z^* \leq z_m \leq z_M$.

Чтобы воспользоваться формулой обращения (5), необходимо знать распределение скорости на участке $[0, z^*]$ и, в частности, в волноводах, расположенных выше точки z^* .

Пусть z^* и \bar{z}^* суть верхняя и нижняя границы волновода. Тогда, если $v(z) = v^* = \text{const}$ при $z \in [z^*, \bar{z}^*]$, т.е. скорость в волноводе постоянна, параметры волновода (скорость в нем v^* и его мощность Δz^*) могут быть получены по формулам [Бурмин, 1980б]:

$$v^* = \sqrt{v(\bar{z}^*)\bar{v}}, \quad \Delta z^* = \frac{\Delta x}{2} \sqrt{\frac{v(\bar{z}^*)}{\bar{v}} - 1}, \quad \bar{z}^* = z^* + \Delta z^*,$$

где $\bar{v} = \Delta x / \Delta t$ и $v(\bar{z}^*)$ определяются по годографу.

Отметим, что волновод с постоянной скоростью является самым широким из всех волноводов, параметры которого удовлетворяют соотношениям для Δx и Δt .

Для линейного закона изменения скорости в волноводе имеем систему из двух нелинейных уравнений:

$$\Delta x = \frac{2\Delta z^*}{v(z^*) - v^*} \sqrt{v^2(z^*) - v^{*2}}, \quad \Delta t = \frac{2\Delta z^*}{v(z^*) - v^*} \ln \frac{v(z^*) + \sqrt{v^2(z^*) - v^{*2}}}{v^*}.$$

Решая эту систему, получим искомые значения v^* и Δz^* . В данном случае Δx , Δt и $v(z^*)$ также определяются по годографу. Здесь линейная функция аппроксимирует монотонную функцию скорости в волноводе.

При преобразовании скоростной функции на полуплоскости в скоростную функцию на круге постоянная скорость v_0 преобразуется в функцию, линейную возрастающую с радиусом или убывающую с глубиной:

$$v(r) = v_0 \frac{r}{R},$$

а линейная функция $v(z) = v_0 + g(z - z_0)$ – в функцию вида:

$$v(r) = r \left(\frac{v_0}{R} + g \ln \frac{r_0}{r} \right), \quad (6)$$

которая для $g > 0$ может быть как возрастающей, так и убывающей функцией r , в зависимости от величины g . Здесь v_0 – скорость волны на расстоянии r_0 от центра Земли; g – константа, определяющая градиент скорости на плоскости.

Обращение годографа отраженной волны

Задача обращения годографа отраженной волны в случае вертикально неоднородной среды сводится к минимизации функционала [Бурмин, 1992, 1993]

$$J(H, x) = \int_{p_1}^{p_2} \frac{1}{p} \left\{ x(p) - p \int_{p_2}^{u_{\max}} \frac{dH(u)}{\sqrt{u^2 - p^2}} \right\}^2 dp \quad (7)$$

при условии

$$dH(u) \geq 0, \quad (8)$$

где $u(z) = v^{-1}(z)$, или решению интегрального уравнения Фредгольма первого рода с положительным симметричным ядром относительно функции $H(u)$

$$f(w) = \int_{p_2}^{u_{\max}} \ln \frac{\sqrt{w^2 - p_1^2} + \sqrt{u^2 - p_1^2}}{\sqrt{w^2 - p_2^2} + \sqrt{u^2 - p_2^2}} dH(u),$$

где $f(w) = x_{\max} \arcsin \frac{p_2}{w} - x_{\min} \arcsin \frac{p_1}{w} - \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \arcsin \frac{t'(x)}{w} dx$; $0 \leq p \leq u^* \leq u$, $w \leq u_0$.

Значения $u_{\min}=p_2$ и u_{\max} можно задавать произвольным образом в интервалах $[0, u(z^*)]$ и $[u(0), \infty]$; x_{\max} и x_{\min} соответствуют крайним точкам годографа.

Задача минимизации функционала (7) при линейных ограничениях (8) также сводится к задаче квадратичного программирования.

При рассмотрении задачи обращения годографа рефрагированной волны для среды с волноводом было показано, что задача обращения годографа решается однозначно в классе монотонных скоростных функций. В случае обращения годографа отраженной волны решение задачи также единственно в классе монотонных функций. Причем, так же, как и в случае рефрагированных волн, скоростная кривая над границей отражения восстанавливается по любому фрагменту годографа отраженной волны. В общем случае однозначно определяются минимальное значение скорости и мощность слоя над границей.

Сглаживание наблюдаемых годографов сейсмических волн, распространяющихся в вертикально-неоднородных средах, выпуклыми кубическими сплайнами

Несмотря на достаточно хорошо развитую теорию практическое использование формул обращения сейсмических годографов сталкивается с той трудностью, что они не применимы к реальным годографам, так как последние практически никогда не удовлетворяют условию разрешимости задачи, а сама обратная кинематическая задача сейсмологии является существенно некорректной задачей [Бурмин, 1993].

Использование формул обращения сейсмического годографа предполагает, что лучевой параметр p , равный производной годографа, задан для каждого значения $x \in [0, x_M]$. Поскольку предполагается, что из наблюдений известны только величины x и t , то возникает задача дифференцирования экспериментального годографа, заданного с погрешностями дискретным набором точек. Как известно, эта задача в общем случае также является некорректной.

Чтобы получить решение задачи с помощью формул обращения сейсмического годографа, необходимо предварительно сгладить экспериментальный годограф некоторой функцией $T(x)$, которая удовлетворяла бы определенным требованиям, предъявляемым к годографам, и имела бы минимальное отклонение от экспериментального годографа в заданной метрике $\rho = (f, \tilde{f})$. Дифференцируя найденную сглаживающую функцию, найдем значения параметров p .

Необходимо иметь в виду, что экспериментальный годограф задан дискретным набором точек, определяемым сеткой наблюдений $\Delta: a = x_0, \dots, x_n = b$. В то же время, чтобы воспользоваться формулами обращения, необходимо, чтобы функция $t(x)$ была задана на всем интервале $[a, b]$. Следовательно, необходимо восполнить эксперимен-

тальный годограф на интервалах $[x_j, x_{j+1}]$. Очевидно, что сглаживающая функция должна выполнить и эту задачу.

На участках монотонности и непрерывности функция $t(x)$, как уже упоминалось, должна удовлетворять требованиям, выполнение которых является необходимым условием для того, чтобы функция $t(x)$ являлась годографом рефрагированной или отраженной волны. Перечислим эти требования.

1) Функция $t(x)$ – неотрицательная функция, $t(x) \geq 0$ ($x \in [0, x_M]$).

2) Производная функции $t(x)$ – неотрицательная функция, $t'(x) \geq 0$.

3) Если на сегменте $[x_j, x_{j+1}]$ функция $t(x)$ соответствует прямой ветви годографа, то вторая производная $t''(x)$ – неположительная функция, $t''(x) \leq 0$. Если на сегменте $[x_j, x_{j+1}]$ функция $t(x)$ соответствует обратной ветви годографа, то вторая производная $t''(x)$ – положительная функция, $t''(x) > 0$. В случае годографов отраженных волн и волн, распространяющихся вверх от источника, вторая производная функции $t(x)$ должна быть неотрицательной функцией, $t'' \geq 0$ [Бурмин, 1980а].

Очевидно, что первое требование выполняется всегда. Второе требование выполняется почти всегда, за исключением тех возможных случаев, когда ошибки в определении точек годографа недопустимо велики. Третье же требование не выполняется практически никогда. Последнее связано с тем, что даже небольшие ошибки в определении времен и расстояний приводят к нарушению условий $t''(x) \leq 0$ ($t''(x) > 0$) для рефрагированных волн или $t''(x) \geq 0$ для отраженных. Кроме этого, неоднородность реальной упругой среды по латерали также приводит к нарушению третьего требования.

Условия $t''(x) \leq 0$ ($t''(x) \geq 0$) и $t''(x) > 0$, которым должны удовлетворять годографы рефрагированных (отраженных) волн, означают, что $t(x)$ – выпуклые вверх или вниз функции и, следовательно, аппроксимирующие функции $T(x)$ должны учитывать характер и степень гладкости $t(x)$ на достаточно большой области определения $t(x)$.

Наиболее подходящими функциями, аппроксимирующими экспериментальный годограф, являются выпуклые кубические сплайны, так как они обладают четко выраженными локальными свойствами – существенное влияние на поведение функции $T(x)$ оказывают лишь те t_i , которые заданы в точках, близких к x_i . Сплайны более низкого порядка не обеспечивают достаточной точности, а сплайны более высокого порядка не обеспечивают выпуклости [Бурмин, 1980 а].

Наша задача будет решена, если удастся построить такой сплайн, который доставлял бы минимум функционалу

$$S = \sum_{i=1}^{N-1} \left\{ \sum_{j=1}^{N-1} \alpha_{ij} T_j'' - \tilde{t}_i \right\}^2 \quad (9)$$

при условии выпуклости сплайна

$$T_i'' \leq 0 \quad (T_i'' \geq 0), \quad (10)$$

где α_{ij} – коэффициенты системы линейных алгебраических уравнений, определяющей выпуклый кубический сплайн [Бурмин, 1980 а].

Задача (9), (10) также сводится к задаче квадратичного программирования.

Примечательно, что все три рассмотренные выше задачи редуцируются к задачам квадратичного программирования. Хорошо известно, что задача квадратичного программирования всегда имеет единственное решение, так как, например, выпуклый по T функционал S ограничен снизу и непрерывен на выпуклом множестве $T = \{ T'' \mid T'' \leq 0 \text{ (} T'' \geq 0 \text{)} \}$ [Карманов, 1975].

Скорость распространения продольных сейсмических волн в мантии Земли

При рассмотрении теоретического годографа продольных рефрагированных волн, рассчитанного для модели *IASPEI-91*, наложенного на монтаж сейсмограмм (см. рис. 2), хорошо видно, что после 20° годограф проходит ниже первых вступлений. Чтобы согласовать теоретический годограф с наблюдаемыми данными, в интервалах глубин 150–300 км и 1288–1400 км необходимо ввести слои пониженной скорости. В этом случае совпадение теоретических и экспериментальных данных оказывается гораздо лучше (рис. 4), чем для модели *IASPEI-91*.

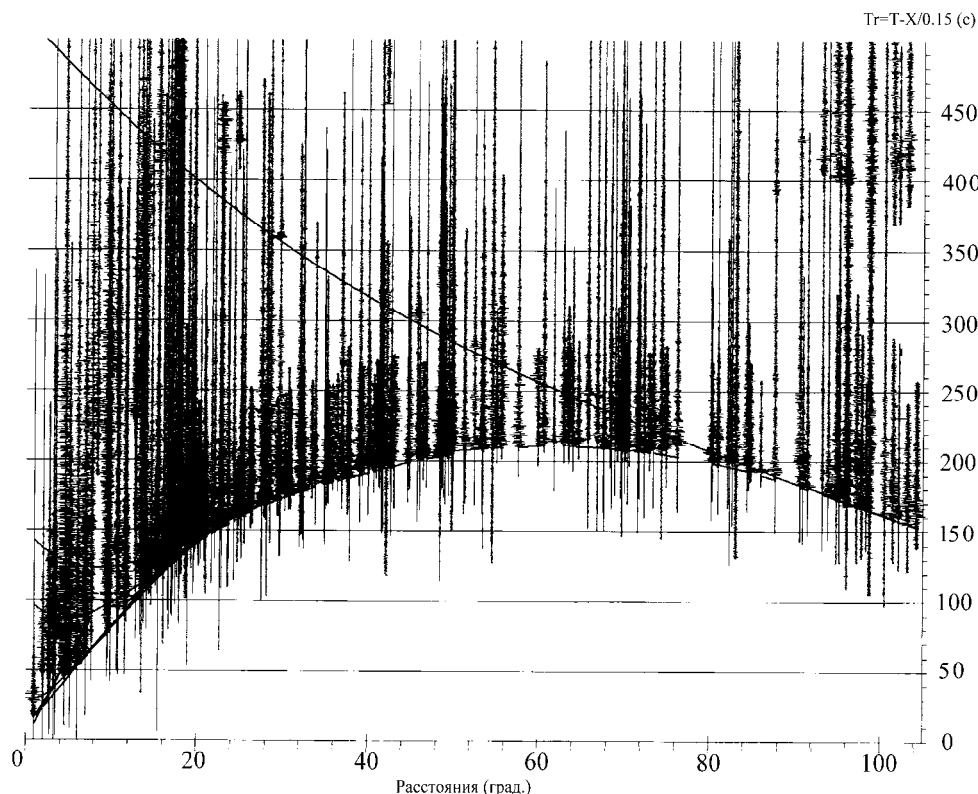


Рис. 4. Сопоставление теоретических годографов рефрагированной и отраженной волн для новой скоростной модели мантии с монтажом сейсмограмм. Скорость редукции 0.15 град/с; эпицентральные расстояния – 0° – 115°

Так же, как и в модели *IASPEI-91*, на глубине 640 км в нашей модели отмечается скачок скорости, правда, несколько меньший, но с бóльшим градиентом скорости под границей, вплоть до глубин около 1000 км (рис. 5, а).

На эпицентральных расстояниях 50° имеет место скачок годографа рефрагированной волны, связанный с волноводом, верхняя граница которого расположена на глубине 1288 км (рис. 5, а). Ниже этого волновода скоростные кривые на рис. 5, а, б вплоть до зоны D'' очень близки и практически неразличимы.

Распределение скорости в зоне D'' определено ранее в работе [Бурмин, 1994] по годографу *PcP*-волн.

На рис. 4 показан также годограф отраженной волны, который хорошо ложится на первые вступления *PcP*-волн. Следует отметить, что, несмотря на то, что перепады скоростей сейсмических волн, как продольных, так и поперечных, на границе мантия–ядро значительны, амплитуда отраженных волн невелика. На большинстве сейсмограмм, их

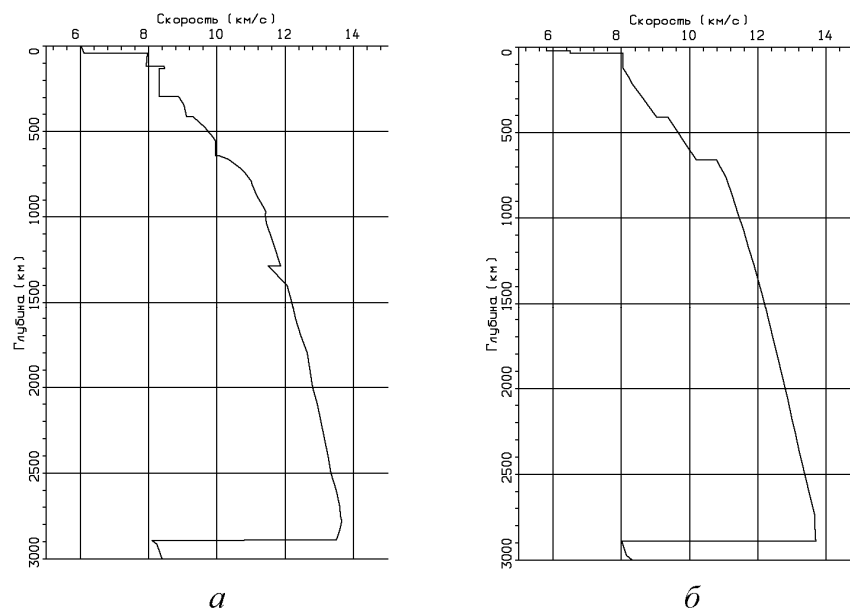


Рис. 5. Распределение скорости продольных волн в мантии Земли для модели, полученной в настоящей работе, (а) и для модели IASPEI-91 (б)

вообще не видно (см. рис. 4). Это легко понять, если учесть, что коэффициент отражения прямо пропорционален разности $v_1\rho_1 - v_2\rho_2$, где v_1 и ρ_1 – скорость и плотность над границей, а v_2 и ρ_2 – скорость и плотность под границей отражения [Саваренский, 1972]. Для продольных волн эта разность во много раз меньше, чем для поперечных волн.

Отметим, что рефрагированные волны в мантии прослеживаются на эпицентральных расстояниях вплоть до 112° .

Скорость распространения сейсмических волн в земном ядре

На приведенных на рис. 6 монтажах сейсмограмм можно видеть, что колебания, соответствующие волне, прошедшей через внешнее ядро и первой вышедшей на дневную поверхность, четко, хотя и с небольшой относительной амплитудой, появляются на эпицентральных расстояниях 176° и непрерывно переходят на расстоянии 142° в "предвестники", продолжаясь до эпицентрального расстояния около 134° . Точка *A* – начальная точка ветви годографа *AB*, а точка *B* – ее предельная точка. Так как точка *B* является предельной точкой ветви, то, очевидно, годограф имеет разрыв, связанный с наличием волновода (зона *F*) непосредственно над внутренним ядром (зона *G*).

Колебания, соответствующие ветви годографа *CD* (см. рис. 6) обусловлены распространением рефрагированной волны в низах зоны *F* или отраженной от внутреннего ядра волны, или то и другое одновременно (годограф отраженной волны непрерывно переходит в годограф рефрагированной волны). Ветвь *EF* огибает колебания, распространяющиеся во внутреннем ядре.

Хотя качество записей мировой сети оставляет желать лучшего, так как некоторые трассы несколько "выпадают" из общей картины (ошибка во времени для них достигает 1 с), тем не менее, если не вдаваться в тонкие детали, точность данных достаточна для интерпретации волнового поля на данных эпицентральных расстояниях.

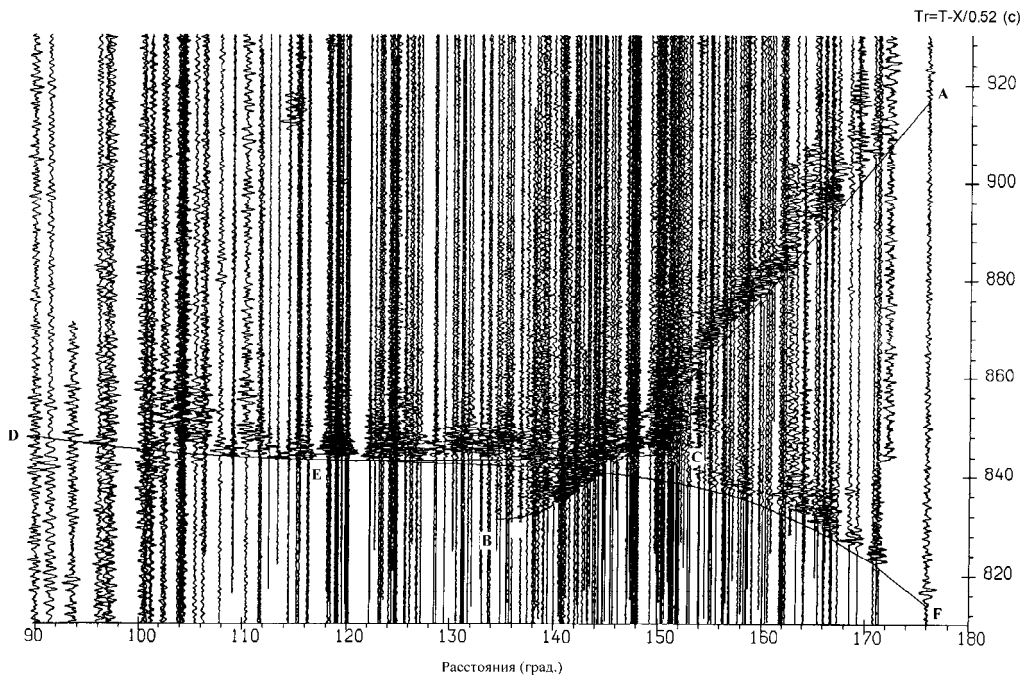


Рис. 6. Сопоставление теоретических годографов для новой скоростной модели земного ядра с монтажом сейсмограмм. Скорость редукции 0.52 град/с; эпицентральные расстояния –

После корреляции сейсмических волн были построены экспериментальные годографы рефрагированной (ветви *AB* и *EF*) и отраженной (*CD*) волн (см. рис. 6), для которых решалась обратная кинематическая задачи. Заметим, что на рис. 6 представлены теоретические годографы, которые уже практически полностью совпадают с экспериментальными.

Скорость в верхней части внешнего ядра определялась по более устойчивой упрощенной схеме. Определялась скоростная кривая в классе линейных функций, аппроксимирующих произвольную монотонную скоростную функцию, которая затем преобразовывалась в функцию вида (6).

Для более точного определения скоростной кривой решалась прямая кинематическая задача для сферически симметричной Земли, т.е. по заданному скоростному разрезу строился годограф, который должен был согласовываться с экспериментальными данными. Результаты решения прямой задачи показали, что скоростной разрез, полученный в предположении линейного закона изменения скорости в волноводе, может рассматриваться как решение обратной задачи.

Остановимся подробнее на некоторых деталях полученной скоростной кривой (рис. 7, *a*). Прежде всего, заметим, что значение скорости на кровле внешнего ядра равно 8.1 км/с, что больше соответствующего значения в модели *IASPEI-91* (8.0 км/с) (рис. 7, *б*) и близко к значению в модели *PREM* (8.105 км/с).

Зона тени во внешнем ядре распространяется до глубины 3956 км, на которой градиент скорости сейсмической волны начинает увеличиваться по сравнению с вышележащим слоем. При этом начальная точка соответствующей ветви *AB* (см. рис. 6) годографа расположена на эпицентральных расстоянии, чуть меньшем 180°.

Следует особо отметить, что глубина поворота первого луча, вышедшего на поверхность, как и положение соответствующей ему начальной точки годографа, существенно зависит от значения скорости непосредственно над волноводом.

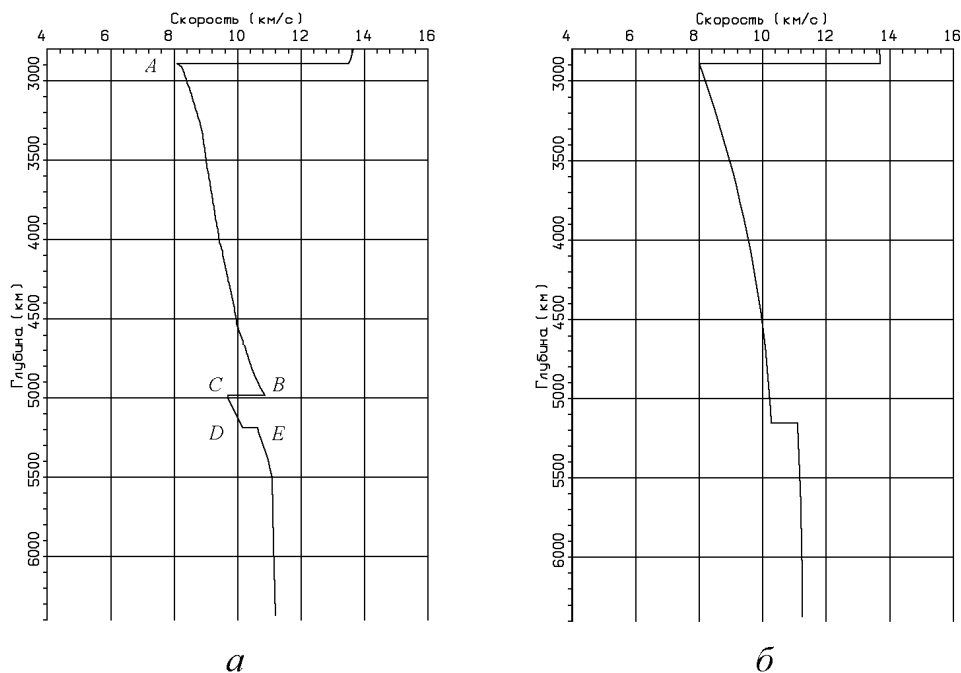


Рис. 7. Распределение скорости продольных волн в земном ядре для скоростной модели, полученной в настоящей работе, (а) и IASPEI-91(б)

В стандартных моделях *PREM* и *IASPEI-91* (рис. 5, б, 7, б) скорость в нижней части слоя *D''* составляет примерно 13.7 км/с. Такое значение скорости определяет и глубину проникновения первого луча (3971 км), и положение начальной точки соответствующей ветви годографа (162.3°). В работе [Бурмин, 1994] положение границы мантия-ядро (≈ 2893.0 км) и значение скорости на нижней границе мантии (≈ 13.54 км/с) получены путем обращения годографа отраженной волны *PcP*. Уточнение скоростной кривой с помощью решения прямой кинематической задачи показало, что наиболее подходящим значением скорости на нижней границе мантии является значение 13.50 км/с. Начиная с глубины 4600 км, градиент скорости еще больше увеличивается, что определяет значительную кривизну годографа в интервале эпицентральных расстояний 145°–134°. Годограф в этой части очень хорошо огибает первые вступления “предвестников” (см. рис. 6).

В интервале глубин 4983.64–5000.00 км (*BC*) скорость продольной волны резко уменьшается от 10.86 км/с до 9.7 км/с. Такое уменьшение скорости приводит к разрыву годографа в интервале эпицентральных расстояний 134°–154°. Возможно, что здесь имеет место незначительный скачок скорости. В этом случае ветвь *AB* годографа непрерывно перейдет в годограф отраженной волны (на рис. 6 не показан), который будет уходить в сторону меньших эпицентральных расстояний.

На расстоянии 154° начинается ветвь годографа волны, распространяющейся в слое *CD* (см. рис. 7, а). Годограф рефрагированной волны на расстоянии 152.2° непрерывно переходит в годограф (участок *CD* на рис. 6) волны отраженной от подошвы слоя *CD* (см. рис. 7, а). Граница *DE* залегает на глубине 5197.3 км, скорость на ней меняется от 10.15 до 10.64 км/с. Положение границы *DE* и скорость в слое *CD* определены путем обращения годографа отраженной волны по методике, описанной выше. Скорость в этом слое увеличивается с глубиной. При этом градиент скорости подобран таким, чтобы обеспечить наличие предельной точки годографа отраженной волны на эпицентральном расстоянии около 152°. Формально скорость могла бы и уменьшаться, как это имеет место в модели Г. Джеффриса, но в таком случае предельная точка отраженной волны уо-

дила бы на эпицентральные расстояния вплоть до 180° , что противоречит экспериментальным данным.

Ниже границы DE до глубин примерно 5500 км скорость сначала увеличивается довольно сильно, а затем в направлении к центру Земли меняется практически линейно с градиентом, чуть большим, чем это принято в стандартной модели. В центре Земли скорость равна 11.2 км/с. В модели *PREM* эта скорость равна 11.6 км/с, в модели *IASPEI-91* – 11.4 км/с.

Распределение плотности и упругих параметров в Земле

Отличительная черта предлагаемой нами скоростной модели – наличие волноводов в верхней и средней мантии (см. рис. 5, *a*), повышенного градиента скорости в низах внешнего ядра и волновода в зоне F земного ядра (см. рис. 7, *a*). Эти особенности требуют соответствующего уточнения и объяснения поведения плотности и упругих параметров Земли.

Основным уравнением для определения плотности $\rho(z)$ внутри Земли является известное уравнение Вильямсона–Адамса [Williamson, Adams, 1923], которое может быть записано в виде:

$$d\rho = \frac{g(z)\rho(z)}{\Phi(z)} dz. \quad (11)$$

Здесь $g(z) = G \frac{M - m(z)}{(R - z)^2}$ – ускорение силы тяжести на глубине z ; G – гравитационная

постоянная; M – масса Земли; $m(z) = 4\pi \int_0^z \rho(\xi)(R - \xi)^2 d\xi$ – масса шарового слоя толщи-

ной $z = R - r$; R – радиус Земли; $r = R - z$ – расстояние от центра Земли до рассматриваемой точки; $\Phi(z)$ – так называемый сейсмический параметр, равный $\Phi(z) =$

$= v_p^2 - \frac{4}{3}v_s^2 = \frac{k_s}{\rho}$; $v_p = \sqrt{\frac{k_s + \frac{4}{3}\mu}{\rho}}$ и $v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ – скорости распространения продольных и

поперечных волн; k_s – адиабатический модуль всестороннего сжатия; μ – модуль сдвига.

Уравнение (11) получено для сферически симметричной Земли, находящейся в гидростатическом равновесии и справедливо для непрерывного распределения плотности с глубиной. В случае разрывов функции $\rho(z)$ на границах разрыва необходимо задавать соответствующие значения плотности.

Считается, что уравнение (11) справедливо для однородной среды, т.е. среды, в которой химический состав пород не меняется с глубиной. Однако на практике оказывается, что оно справедливо и для неоднородной среды с непрерывным изменением химического состава [Калинин, 1972].

В работе [Калинин, 1972] получено уравнение, определяющее изменение плотности с глубиной в неоднородной Земле, учитывающее изменение химического состава. С учетом результатов этой работы уравнение (11) должно иметь вид:

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{g\rho}{\Phi} + \beta\rho t = \rho \left(\frac{g}{\Phi} + \beta t \right),$$

где $t = \left(\frac{dT}{dz} \right)_k - \frac{dT}{dz} \geq 0$ – доконвективный градиент температур. В работе [Калинин,

1972] делается вывод о том, что влияние неоднородностей, а точнее, изменение химического состава на распределение плотности в Земле проявляется, во-первых, через ве-

личину Φ , которая определяется из сейсмических наблюдений для реального вещества Земли, и, во-вторых, через величину t , которая в реальности оказывается достаточно малой.

Решение уравнения (11) должно удовлетворять соотношениям, определяющим массу и момент инерции Земли относительно оси вращения:

$$M = 4\pi \int_0^R \rho(\xi)(R - \xi)^2 d\xi, \quad J = \frac{8}{3} \pi \int_0^R \rho(\xi)(R - \xi)^4 d\xi, \quad (12)$$

где значениями M и J известны из наблюдений.

После того, как распределение $\rho(z)$ найдено, соответствующие значения модуля всестороннего сжатия k_S , модуля сдвига μ , ускорения свободного падения g и давления p находим по формулам:

$$k_S(z) = \Phi(z)\rho(z), \quad \mu(z) = v_S^2(z)\rho(z), \quad g(z) = G \frac{M - m(z)}{(R - z)^2}, \quad p(z) = \int_0^z g(\xi)\rho(\xi)d\xi. \quad (13)$$

Уравнение (11) относительно функции $\rho(z)$ с учетом соотношений (13) без труда решается численно. При этом будем придерживаться следующей схемы. Для мантии и внешнего ядра решаем уравнение (11) независимо от соотношения для J в (12). Для внутреннего ядра решаем уравнения (11) и (12) одновременно, но не совместно. В уравнениях (12) плотность аппроксимируем линейной функцией и путем подбора значений плотности на границах добиваемся совпадения плотностных кривых во внутреннем ядре, полученных из уравнений (11) и (12). Значения массы и момента инерции задаем в соответствии с доступными нам данными – $M = 5.976 \cdot 10^{24}$ кг и $J = 8.023 \cdot 10^{37}$ кг·м². Значения плотности на границах первоначально берем из модели *PREM* [Dziewonski, Anderson, 1981].

Для численного решения уравнения (11) перейдем к его дискретизации в соответствии с заданной сеткой значений глубин z_i и v_{Pi} , v_{Si} ($i=1, 2, \dots, n$). В этом случае (11) запишется в виде:

$$\rho_i - \rho_{i-1} = \rho_{i-1} \frac{g_{i-1}}{\Phi_i} (z_i - z_{i-1}), \quad (14)$$

где $i=2, 3, \dots, n$; $z_1 = 0$; ρ_1 и g_1 – плотность среды и ускорение силы тяжести на дневной поверхности, которые задаются априори. Кроме этого, для всех z_i , где плотность претерпевает разрыв, необходимо задать соответствующие значения ρ_i .

Из (14) имеем

$$\rho_i = \rho_{i-1} \left[1 + \frac{g_{i-1}}{\Phi_i} (z_i - z_{i-1}) \right] \quad (15)$$

где $g_i = G \frac{M - m_i}{(R - z_{i-1})^2}$.

Масса m_i -го слоя от поверхности Земли до глубины z_i определяется по формуле из (12) в предположении, что плотность в каждом слое $z_i - z_{i-1}$ меняется по линейному

закону с градиентом $\gamma_i = \frac{\rho_i - \rho_{i-1}}{z_i - z_{i-1}}$:

$$m_i = m_{i-1} + \pi \left\{ \frac{4}{3} [\rho_{i-1} + \gamma_i (R - z_{i-1})] [(R - z_{i-1})^3 - (R - z_i)^3] - \gamma_i [(R - z_{i-1})^4 - (R - z_i)^4] \right\}.$$

Поскольку в соотношении (15) на каждом шаге вычислений входит неизвестная величина m_i , то для определения плотности реализуется следующая итерационная процедура.

На первом шаге принимаем $\gamma_i = 0$ и при этом предположении определяем m_i и ρ_i . На последующих шагах вычислений предполагаем, что $\gamma_i \geq 0$. Эта процедура сходится, как правило, за два шага.

Момент инерции определим при тех же предположениях из соотношения:

$$J = \frac{4}{9} \pi \sum_{i=2}^n \left\{ \frac{6}{5} [\rho_i + \gamma_i (R - z_{i-1})] [(R - z_{i-1})^5 - (R - z_i)^5] - \gamma_i [(R - z_{i-1})^6 - (R - z_i)^6] \right\}.$$

В стандартной модели Земли *PREM* внешнее ядро считается жидким, а модуль сдвига в нем принимается равным нулю [Dziewonsky, Anderson, 1981]. Исходя из этого, вычисляется значение адиабатического модуля всестороннего сжатия k_S . На рис. 8 приведены кривые геофизических параметров в предположении, что скорость поперечных волн во внешнем ядре Земли равна нулю. В этом случае, как видно на рисунке, значение модуля всестороннего сжатия скачком уменьшается на границе внешнего и внутреннего ядра.

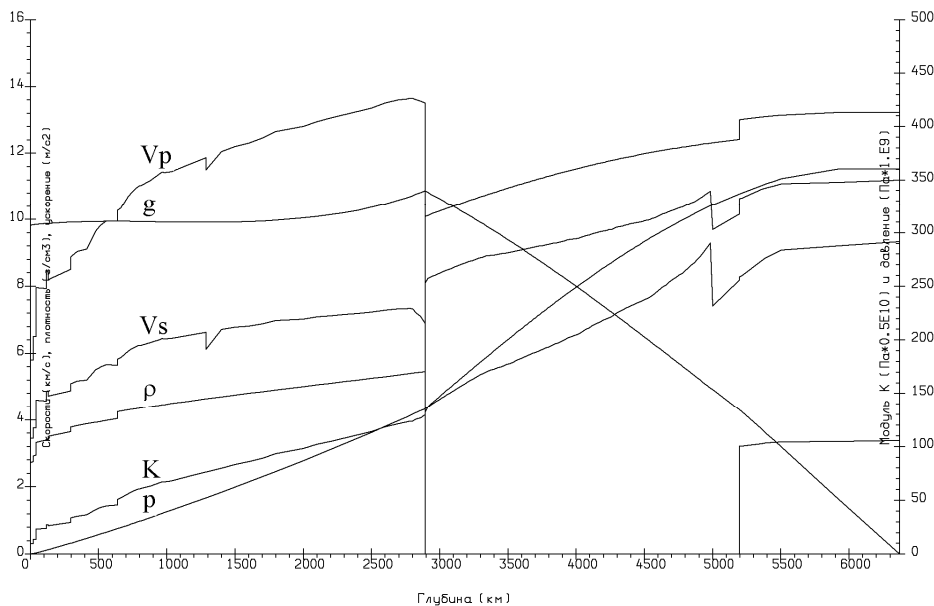


Рис. 8. Распределение геофизических параметров в Земле с немонотонным изменением модуля всестороннего сжатия в ядре

На самом деле модуль сдвига во внешнем ядре хотя и мал, но все же отличен от нуля. И, следовательно, модуль k_S во внешнем ядре имеет распределение, отличное от распределения для стандартной модели Земли. В работе [Бурмин, 2006] на основании результатов интерпретации “предвестников”, распространяющихся в низах внешнего ядра Земли [Бурмин, 2003, 2004], делается вывод о том, что модуль сдвига во внешнем ядре для колебаний порядка 1 Гц должен быть отличен от нуля и достигать значений $2 \cdot 10^{12}$ Па. Этот вывод основывается на том факте, что в низах внешнего ядра помимо самой скорости продольных волн возрастает и ее градиент, а также на предположении, что модуль всестороннего сжатия в Земле и, в частности, в ядре является монотонной функцией глубины.

Оценим значение модулей k_S и μ во внешнем и внутреннем ядре в рамках модели Максвелла. Связь деформаций и напряжений для среды Максвелла описывается уравнением

$$2 \frac{\partial \varepsilon(t)}{\partial t} = \frac{1}{\mu_\infty} \frac{\partial \sigma(t)}{\partial t} + \frac{1}{\eta} \sigma(t), \quad (16)$$

где $\varepsilon(t)$ – деформация среды; $\sigma(t)$ – напряжения; μ_∞ – модуль сдвига при высокочастотных деформациях; η – сдвиговой коэффициент динамической вязкости.

Модель Максвелла достаточно хорошо описывает свойства упруговязкой среды. При воздействии периодических сил с малой частотой вязкая жидкость ведет себя как обычная жидкость, а в случае больших частот та же жидкость ведет себя как твердое тело.

Перейдем к оценке упругих модулей в земном ядре. Примем три условия, а именно, в земном ядре модуль сдвига μ неотрицательная функция, адиабатический модуль всестороннего сжатия k_S является монотонной и, кроме этого, непрерывной функцией давления или, в нашем случае, глубины. Первое условие очевидно. Второе и третье условия с физической точки зрения вполне обоснованы, так как предполагается, что внешнее и внутреннее ядро имеет близкий состав на основе соединений Fe.

Поскольку скорость поперечных волн во внешнем ядре неизвестна, то для определения упругих модулей необходимо привлечь дополнительную информацию. Считается, что земное ядро достаточно однородно по составу и с глубиной его плотность увеличивается. Воспользуемся известным соотношением, связывающим сжимаемость с давлением [Birch, 1952; Свенсон, 1963]

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{V - V_0}{V_0} = -ap + bp^2, \quad (17)$$

где $V = \frac{1}{\rho}$ – удельный объем; ρ – плотность; a и b – константы.

Из (17) имеем $\frac{dV}{V_0} = -(a - 2bp)dp$ и, учитывая, что $k_S = \rho \frac{dp}{dV} = -V \frac{dp}{dV}$, получим

$$k_S = -V \frac{dp}{dV} = \frac{\rho_0}{\rho} \frac{1}{a - 2bp}. \quad (18)$$

В выражении (18) a и b являются неизвестными параметрами. Для того чтобы определить константы a и b , необходимо задать значения плотности, давления и модуля сжатия в двух точках. Преобразуем выражение (18) к виду

$$a - 2bp = \frac{\rho_0}{\rho} \frac{1}{k_S}. \quad (19)$$

Тогда, подставляя в (19) соответствующие значения ρ , p и k_S в двух точках среды, получим два линейных уравнения относительно двух неизвестных a и b . Определим зависимость (18) отдельно для внешнего и внутреннего ядра. Для внешнего ядра в качестве первой точки возьмем точку на верхней границе внешнего ядра. Тогда будем иметь $z_1 = 2893$ км, $\rho_1 = \rho(z_1) = 9.9$ г/см³, $p_1 = p(z_1) = 0.1372 \cdot 10^{12}$ Па, $k_1 = k_S(z_1) = 0.6473 \cdot 10^{12}$ Па; в качестве второй точки – центр ядра, предполагая, что все ядро однородно. Тогда $z_2 = 6371$ км, $\rho_2 = \rho(z_2) = 13.36$ г/см³, $p_2 = p(z_2) = 0.3621 \cdot 10^{12}$ Па. Значение модуля сжатия во второй точке найдем из соотношения

$$k_2 = \rho_2 v_{p2}^2 \frac{1 + \sigma}{3(1 - \sigma)}, \quad (20)$$

где σ – коэффициент Пуассона; v_{p2} – скорость продольных волн в центре Земли, равная 11.2 км/с.

Примем для внешнего ядра коэффициент Пуассона, равный 0.40. В результате получим $k_2 = 1.2541 \cdot 10^{12}$ Па. Значения a и b будут равны соответственно $0.1699 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹ и $0.1722 \cdot 10^{-23}$ Па⁻², что достаточно близко к значениям, полученным Бриджменом [Свенсон, 1963].

Для внутреннего ядра в качестве первой точки возьмем точку на верхней границе внутреннего ядра. В этом случае будет $z_1 = 5197$ км, $\rho_1 = \rho(z_1) = 13.12$ г/см³, $p_1 = p(z_1) = 3.315 \cdot 10^{11}$ Па, $k_1 = k_S(z_1) = 1.14 \cdot 10^{12}$ Па. В качестве второй точки также возьмем центр земного ядра, но для определения модуля сжатия из выражения (20) примем другое значение коэффициента Пуассона – во внутреннем ядре $\sigma = 0.37$. Это значение близко к значению для стандартной модели Земли и, вообще говоря, значительно больше, чем должно быть для твердого кристаллического железного ядра. В этом случае значения k_2 , a и b будут соответственно равны $1.215 \cdot 10^{12}$ Па, $0.9717 \cdot 10^{-12}$ Па⁻¹ и $0.6722 \cdot 10^{-24}$ Па⁻².

Затем по заданным функциям плотности $\rho(z)$ и давления $p(z)$ [Бурмин, 2006] построим кривую $k_S(z)$. Значения коэффициента Пуассона выбираем так, чтобы кривая $k_S(z)$ отвечала перечисленным выше требованиям – $\sigma = 0.40$ и $\sigma = 0.37$.

Оценим значения модуля сдвига μ в ядре, находя его из соотношений для сейсмического параметра Φ и скорости поперечных волн v_S :

$$\Phi(z) = v_P^2 - \frac{4}{3}v_S^2 = \frac{k_S}{\rho}, \quad v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \quad \mu = \frac{3}{4}(\rho v_P^2 - k_S) \geq 0. \quad (21)$$

В формулу (21) входит плотность ρ , которая зависит от значений модуля сдвига μ и может быть найдена из уравнений Вильямсона–Адамса. Поэтому при определении μ необходимо переопределить распределение плотности не только в ядре, но и в мантии.

Полученные кривые $k_S(z)$ и $\mu(z)$ представлены на рис. 9.

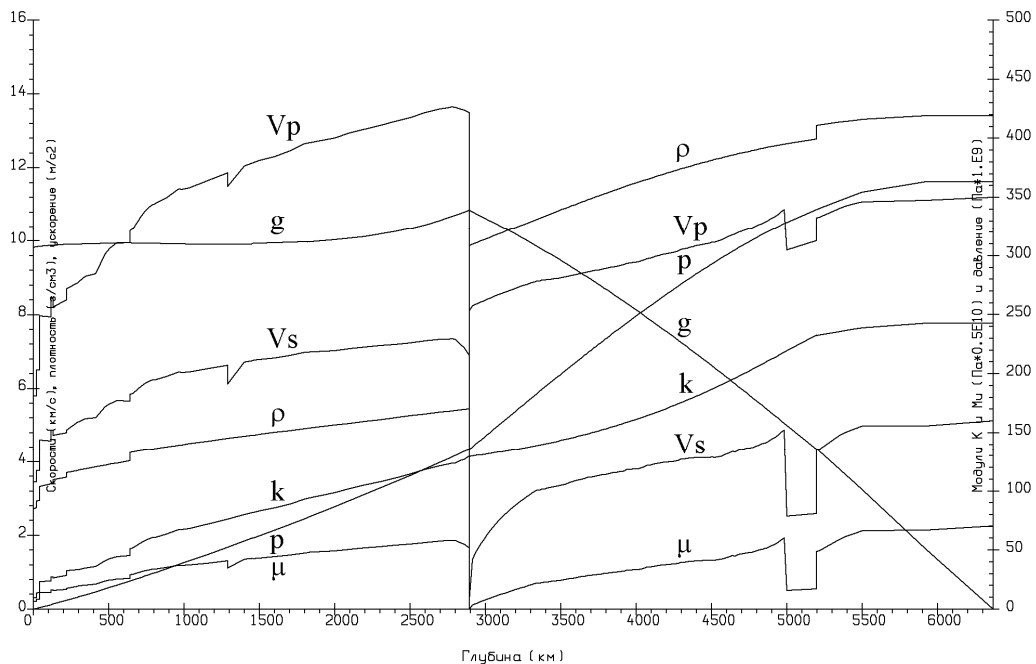


Рис. 9. Распределение геофизических параметров в Земле с монотонным изменением модуля всестороннего сжатия в ядре

Из формулы (21) следует, что при заданном распределении $\rho(z)$ и $k_S(z)$ значение $\mu(z)$ зависит от распределения функции $v_P(z)$, которая для верхней части внешнего ядра, вообще говоря, неизвестна. Если считать, что модуль сдвига во внешнем ядре мало меняется с глубиной, то следует пересмотреть распределение скорости продольных волн во внешнем ядре.

Во внутреннем ядре, согласно нашим оценкам, модуль сдвига меняется от 1.336 до 1.505 Па.

Оценка вязкости внешнего ядра

Оценка вязкости земного ядра является актуальной, но при этом достаточно проблематичной задачей, для решения которой необходимо знать, как связаны между собой величины μ и η в вязкой жидкости.

Динамическая вязкость η и модуль сдвига μ_∞ для высокочастотных колебаний связаны между собой соотношением

$$\eta = \tau\mu_\infty, \quad (22)$$

где τ – время релаксации.

Обратимся к уравнению (16). В случае постоянного сдвига $\frac{\partial \varepsilon(t)}{\partial t} = 0$ и из уравнения (16) получим

$$\eta \frac{\partial \sigma(t)}{\partial t} = -\mu_\infty \sigma(t) \quad \text{или} \quad \eta \frac{\partial \ln \sigma(t)}{\partial t} = -\mu_\infty.$$

Интегрируя последнее выражение в промежутке времени $[0, t_1]$, будем иметь

$$t_1 = \frac{\eta}{\mu_\infty} \ln \frac{\sigma_0}{\sigma_1} = \tau \ln \frac{\sigma_0}{\sigma_1} \quad \text{или} \quad \sigma_1 = \sigma_0 e^{-t_1/\tau},$$

где $\sigma_1 = \sigma(t_1)$.

Положив $\tau = t_1$, получим, $\frac{\sigma_0}{\sigma_1} = e$, т.е. время релаксации – это время, за которое напряжение в среде уменьшается в e раз по отношению к первоначальному напряжению σ_0 при условии постоянного сдвига $\mu_\infty = \frac{\eta}{\tau}$.

При гармонических деформациях $\varepsilon = ae^{i\omega t}$ решение уравнения (16) имеет вид $\sigma = \mu a e^{i(\omega t + \theta)}$ [Корнфельд, 1951]. При этом

$$\mu = \mu_\infty \sqrt{\frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad (23)$$

и $\theta = \text{arctg}\left(\frac{1}{\omega\tau}\right)$.

Из (22) и (23) следует, что

$$\tau = \frac{\mu}{\omega} \frac{1}{\sqrt{\mu_\infty^2 - \mu^2}}, \quad \eta = \frac{\mu}{\omega} \frac{\mu_\infty}{\sqrt{\mu_\infty^2 - \mu^2}}. \quad (24)$$

Таким образом, для того чтобы определить время релаксации τ и сдвиговую динамическую вязкость η среды, необходимо задать модуль сдвига μ на частоте ω и модуль сдвига μ_∞ при высокочастотных колебаниях.

Для получения оценки μ_∞ поступим следующим образом. Оценим декремент затухания $\theta(\omega)$ поперечных и продольных волн для нашего случая. По определению

$$\theta(\omega) = \ln \frac{A(x)}{A(x + \lambda)},$$

Для тела Максвелла формула для декремента затухания имеет вид [Сейсморазведка, 1981]:

$$\theta_s(\omega) = 2\pi\omega\tau_s \left[\sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_s^2}} - 1 \right].$$

Оценка $\theta(\omega)$ для продольных волн, распространяющихся в упруговязкой среде, дается формулой [Литовец, Дэвис, 1968]:

$$\theta_P(\omega) = \pi \left[\frac{\frac{K_r \omega \tau_v}{1 + \omega^2 \tau_v^2} + \frac{4/3 \mu_\infty \omega \tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2}}{K_0 + \frac{K_r \omega^2 \tau_v^2}{1 + \omega^2 \tau_v^2} + \frac{4/3 \mu_\infty \omega^2 \tau_s^2}{1 + \omega^2 \tau_s^2}} \right], \quad (25)$$

где K_r – релаксационный модуль сжатия; $K_0 = K_\infty - K_r$, K_∞ – высокочастотный модуль сжатия.

Учитывая, что объемная вязкость и объемное время релаксации много больше соответствующих сдвиговых величин [Френкель, 1975], соотношение (25) можно записать в виде

$$\theta_P(\omega) = \pi \left[\frac{\frac{K_r}{\omega \tau_v} + \frac{4/3 \mu_\infty \omega \tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2}}{K_0 + \frac{K_r}{\frac{1}{\omega^2 \tau_v^2} + 1} + \frac{4/3 \mu_\infty \omega^2 \tau_s^2}{1 + \omega^2 \tau_s^2}} \right] \approx \pi \left[\frac{\frac{4/3 \mu_\infty \omega \tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2}}{K_\infty + \frac{4/3 \mu_\infty \omega^2 \tau_s^2}{1 + \omega^2 \tau_s^2}} \right] = \frac{4\pi \mu_\infty \omega \tau_s}{3K_\infty(1 + \omega^2 \tau_s^2) + 4\mu_\infty \omega^2 \tau_s^2}.$$

При этом связь K_∞ с μ_∞ находим из соотношения: $V_P = 1.73V_S$ и $K_\infty + \frac{4}{3}\mu_\infty \approx (1.73)^2 \mu_\infty$, откуда $K_\infty \approx 1.66\mu_\infty$ и $\theta_P(\omega) = \frac{4\pi \omega \tau_s}{3 \cdot 1.66(1 + \omega^2 \tau_s^2) + 4\omega^2 \tau_s^2}$.

Для частоты колебаний 1 Гц $\omega = 2\pi$ и окончательно имеем:

$$\theta_P = \frac{8\pi^2 \tau_s}{3 \cdot 1.66(1 + 4\pi^2 \tau_s^2) + 16\pi^2 \tau_s^2}.$$

Распределение значений декремента затухания продольных и поперечных колебаний в вязкоупругой среде на частоте 1 Гц представлено на рис. 10. Видно, что для времен релаксации меньше 0.1 с при $\tau_s \rightarrow 0$ декремент затухания для P -волны стремится к 0, а для S -волны к 2. При $\tau_s > 1$ с кривые декремента затухания для P -и S -волн

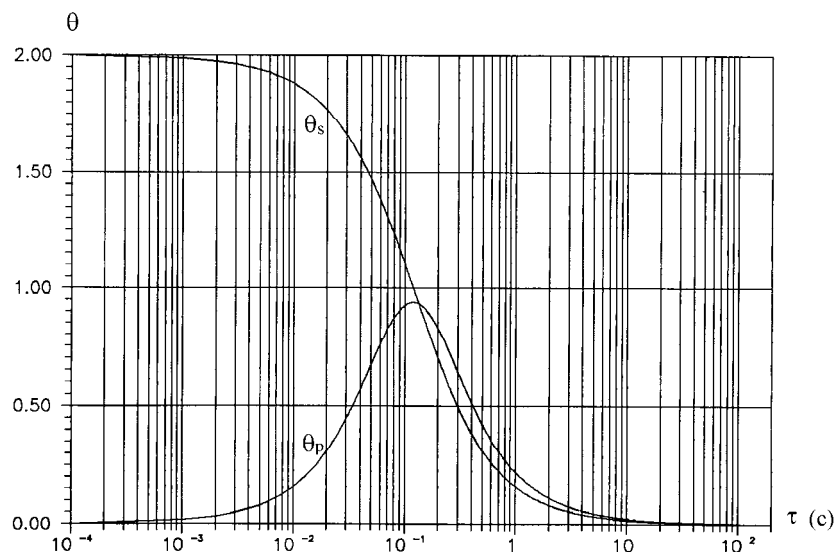


Рис. 10. Распределение значений декремента затухания колебаний в вязкоупругой среде на частоте 1 Гц

становятся близки между собой. Поскольку мы знаем, что в отличие от продольных, поперечные волны быстро затухают во внешнем ядре, то, как это следует из представленного на рис. 10, время релаксации должно быть не более ~ 0.001 с. Действительно, при прохождении продольных колебаний с длиной волны ≈ 11 км в нижней части внешнего ядра ≈ 4400 км для амплитуды колебаний будем иметь:

$$\theta \approx 0.016 \text{ и } A(x_0) = A(x)e^{\frac{\theta(x-x_0)}{\lambda}} \approx A(x)e^{6.4} \approx 602A(x).$$

Таким образом, при декременте затухания, равном примерно 0.016, доля затухания продольной волны за счет вязкости значительно меньше затухания за счет расхождения плоской волны в упруговязкой среде.

Исходя из приведенных соображений, оценим значения вязкости η и модуля сдвига μ_∞ для высокочастотных колебаний. Из соотношения (23) мы имеем

$$\mu_\infty = \mu \sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 \tau^2}} \approx \frac{\mu}{\omega \tau}$$

и для $\tau=0.001$ с и $f=1$ Гц получаем $\mu_\infty \approx 160\mu \approx 96k$. Подставляя эту оценку для μ_∞ в соотношения (24), устанавливаем распределение τ и η с глубиной (рис. 11).

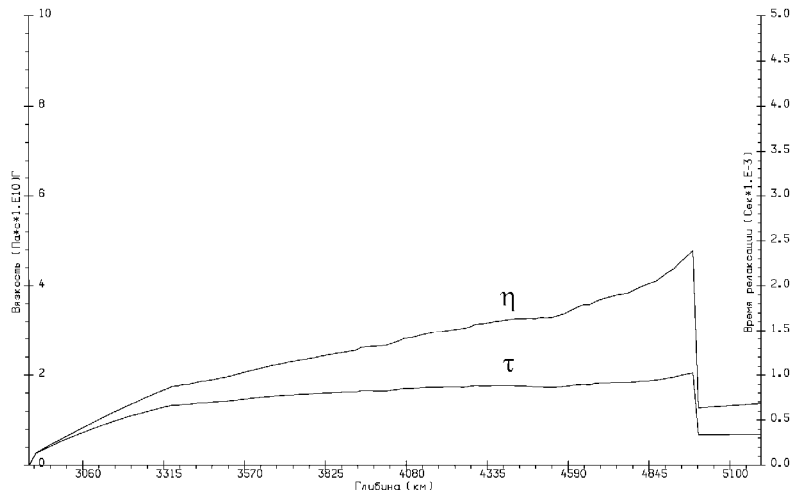


Рис. 11. Распределение значений времени релаксации τ и динамической вязкости η в земном ядре

Заключение

Использование только таблиц времен пробега сейсмических волн без одновременной визуализации всего волнового поля, на наш взгляд, не позволяет контролировать правильность интерпретации последнего и, следовательно, правильность построения сейсмического годографа с учетом особенностей строения реальной упругой среды. Дело в том, что в процессе интерпретации наблюдаемых данных (построения скоростной модели) неучет отдельных деталей волнового поля, как правило, проявляется в несогласованности теоретического годографа с волновым полем, которая остается незамеченной при сопоставлении теоретических годографов с точками экспериментального годографа. Совместное рассмотрение монтажей высокочастотных (0.5–5.0 Гц) сейсмических записей от сильных землетрясений и теоретических годографов позволяет более детально и обоснованно построить скоростной разрез мантии Земли.

Особенностью полученного скоростного разреза мантии является наличие в верхней ее части двух слоев с пониженной скоростью. Первый слой мощностью около 162 км

начинается на глубине 132 км и соответствует разрыву годографа на расстоянии 10° . Поскольку монтажи строились по записям различных землетрясений, полученных разными станциями, можно утверждать, что этот волновод имеет глобальный характер.

Второй слой мощностью 180 км начинается на глубине 1288 км и соответствует разрыву годографа на расстоянии 50° . Этот разрыв годографа не столь ярко выражен на монтаже сейсмических записей, но, тем не менее, хорошо просматривается в увеличенном масштабе в редукции 0.15 град/с.

К сожалению, по монтажам высокочастотных записей не удается проследить поперечные волны в силу их значительного затухания. По-видимому, для регистрации высокочастотных поперечных волн необходимо проведение специальных наблюдений сейсмическими станциями с большим увеличением. Как известно, увеличение приборов определяется в основном уровнем сейсмического шума (микросейсм) в месте регистрации.

Интерпретация монтажей сейсмограмм волн от глубокофокусных землетрясений, зарегистрированных станциями мировой сети, с использованием прямых методов решения обратных кинематических задач сейсмологии позволила получить распределение скорости распространения продольных сейсмических волн в ядре, наиболее полно объясняющее наблюдаемую волновую картину. Используемые обычно для этой цели оптимизационные методы решения обратных задач, которые предполагают линеаризацию задачи, не могут дать таких результатов по той причине, что они требуют достаточно хорошего начального приближения. Не легче обстоит дело и с методами подбора, которые требуют огромного опыта и большой интуиции интерпретатора.

Как упоминалось выше, для волновода можно построить бесконечное множество скоростных кривых, удовлетворяющих наблюдаемым данным. Но только одна кривая из этого множества является монотонной возрастающей. Приведенная на рис. 12 кривая на участке AB как раз и является таковой, и, скорее всего, именно она имеет физический смысл. Тем не менее, нельзя исключать и немонотонное поведение скоростной функции на отдельных ее участках. Следует заметить, что множество допустимых скоростных кривых представляет собой не сплошную полосу, как иногда его представляют, а более сложный геометрический образ. Пример построения множества линейных функций, удовлетворяющих наблюдаемым годографам, приведен в одной из работ автора [Бурмин, 1978].

Отличительной особенностью скоростной кривой на участке AB является наличие большого градиента скорости на 500-километровом сегменте, примыкающем к точке B (см. рис. 7, a).

Наличие слоя CD с пониженной скоростью (см. рис. 12, a) является совершенно необходимым для обеспечения согласования теоретических годографов с наблюдаемыми. Резкое уменьшение скорости сейсмических волн в этом слое может говорить об изменении состава вещества, что приводит к увеличению его плотности без изменения агрегатного состояния.

Ниже границы DE (см. рис. 7, a) вещество переходит в твердое состояние, что и определяет резкое увеличение скорости продольных волн.

Распределение скорости продольных волн во внутреннем ядре достаточно простое, особенно ближе к центру Земли, но не исключено, что это связано со скудностью информации. Привлечение более полных данных на эпицентральных расстояниях, превышающих 172° , позволит более уверенно говорить о распределении скорости во внутреннем ядре.

Использование записей короткопериодных волн для определения распределения скорости в земном ядре позволило дать интерпретацию “предвестников”, которая хорошо согласуется с наблюдаемыми данными. Очевидно, что слои с мощностью 500 и

200 км в низах внешнего ядра на записях длиннопериодных волн никак не проявляются. Действительно, 30-секундные колебания имеют здесь длину волны около 300 км, что сопоставимо с мощностями этих слоев. Поэтому “предвестники” проявляются только на записях короткопериодных волн; их интенсивность при этом выше интенсивности волн в начальной части ветви *EF* (см. рис. 6). Уже поэтому “предвестники” не могут быть рассеянными волнами.

Помимо рассмотренного вопроса, актуальным остается вопрос о распределении скорости поперечных волн во внутреннем ядре. В настоящее время опубликованы только две работы посвященные распространению *S*-волн во внутреннем ядре [Julian, Davies, Sheppard, 1972; Okal, Cansi, 1998], результаты которых сильно отличаются друг от друга. По поперечным волнам практически нет доступных данных, и предстоит проделать большую работу, чтобы внести ясность в этот вопрос.

Новое представление о распределении скорости сейсмических волн в Земле с глубиной влечет за собой пересмотр распределение плотности и упругих параметров. Для определения распределения плотности используется известное соотношение Вильямсона–Адамса, которое, как было показано выше, можно использовать как для сред с меняющимся по глубине химическим составом, так и не меняющимся. Правомерность такого использования проиллюстрирована численным моделированием, которое показало также, что породы, слагающие более глубокие слои, при нормальных условиях могут иметь плотность меньше, чем породы вышележащих слоев, и это различие может быть довольно значительным.

Характерной особенностью распределения плотности, полученное по новой скоростной кривой, является его малое отличие от распределения, полученного ранее по собственным колебаниям Земли в модели *PREM*. То, что два подхода к определению распределения плотности в Земле дают очень близкие результаты говорит о том, что фактически мы имеем дополнительные соотношения для определения физических параметров в недрах Земли.

Что касается упругих параметром k и μ , то их поведение в земном ядре может быть разным в зависимости от физики процессов, протекающих в ядре. В частности, модуль всестороннего сжатия может иметь отрицательный скачок на границе внешнего и внутреннего ядра Земли, а модуль сдвига может отличаться от нуля в нижней части внешнего ядра. Для получения однозначного ответа необходимо привлечение дополнительных геофизических данных.

Некоторые современные представления о строении земного ядра противоречат как экспериментальным фактам, так и физической сущности наблюдаемых явлений. В частности, очевидно, что любая нормальная жидкость обладает вязкостью. В то же время, современные модели Земли предполагают, что внешнее ядро имеет нулевую вязкость. Другой пример – это состояние внутреннего ядра. С одной стороны, обнаружена анизотропия скоростей во внутреннем ядре, что характерно для кристаллического состояния вещества, с другой, отношение скоростей продольных и поперечных волн, равное в центре ядра ~ 3.0 , характерно для аморфных тел, но никак не для кристаллических.

В настоящей работе дана оценка модуля сдвига и, следовательно, скорости распространения поперечных волн, а также оценка вязкости вещества в ядре. Эти оценки в большей степени отвечают экспериментальным данным и физическим представлениям о свойствах реальных сред. Из этих оценок следует, что в области внешнего ядра, прилегающей непосредственно к верхней границе внешнего ядра, вязкость низкая, что отвечает жидкому состоянию вещества в ядре. По мере продвижения к нижней границе внешнего ядра вязкость растет, и вещество переходит в стеклообразное состояние. Низкая вязкость, по-видимому, и в низах внешнего ядра в зоне *F*. Полученное распре-

деление вязкости во внешнем ядре, очевидно, снимает противоречия между теоретическими и лабораторными данными и данными, полученными из геофизических наблюдений.

Оценка вязкости ядра, особенно внешнего, имеет принципиальное значение для установления вещественного состава земного ядра и понимания процессов, происходящих в нем. Особенно это важно для теории земного магнетизма и определения роли зоны D'' в геодинамических процессах, происходящих в недрах Земли.

Заметим, что, как для продольных, так и для поперечных волн в верхней части внешнего ядра существует зона тени, связанная со значительным уменьшением скорости нем по сравнению со скоростью в нижней мантии. Для поперечных сейсмических волн это уменьшение может быть значительно большим, чем для продольных. Кроме того, амплитуда поперечных волн, в отличие от продольных, распространяющихся в вязкой жидкости, на расстоянии δ убывает в e раз, где $\delta = \sqrt{2\eta/\rho\omega}$. Это объясняет то, что поперечные волны, распространяющиеся в земном ядре, обнаружить на сейсмограммах практически невозможно.

Литература

- Антонова Л.М. К параметризации сейсмического разреза в области перехода от внешнего ядра Земли к внутреннему // Вычислительная сейсмология. 1971. Вып. 5. С.260–271.
- Бражский В.В., Ляпин А.Г. Универсальный рост вязкости металлических расплавов в мегабарном диапазоне давлений: стеклообразное состояние внутреннего ядра Земли // Успехи физических наук. 2000. Т. 170, № 5. С.535–551.
- Буллен К.Е. Введение в теоретическую сейсмологию. М.: Мир, 1966. 400 с.
- Буллен К.Е. Плотность Земли. М.: Мир, 1978. 442 с.
- Бурмин В.Ю. Определение скорости распространения сейсмических волн в волноводе по годографу рефрагированных волн // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1978. № 7. С.86–89.
- Бурмин В.Ю. Аппроксимация сейсмического годографа выпуклыми сплайнами // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1980а. № 2. С.90–96.
- Бурмин В.Ю. Формулы обращения для разрывных годографов рефрагированных волн // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1980б. № 6. С.94–100.
- Бурмин В.Ю. Численное обращение годографа отраженной волны // Геофиз. журн. 1992. Т. 14, № 1. С.72–81.
- Бурмин В.Ю. Методы численного обращения годографов сейсмических волн. М.: Наука, 1993. 100 с.
- Бурмин В.Ю. Определение скорости распространения сейсмических волн в мантии и радиуса ядра Земли по временам пробега P - и PcP -волн // Вулканология и сейсмология. 1994. № 4. С.84–97.
- Бурмин В.Ю. Обращение разрывного годографа рефрагированной волны // Физика Земли. 1996. № 10. С.59–64.
- Бурмин В.Ю. Скорость продольных волн в земном ядре. Новые результаты // Докл. РАН. 2003. Т. 388, № 6. С.801–804.
- Бурмин В.Ю. Скорость распространения сейсмических волн в Земном ядре // Физика Земли. 2004а. № 6. С.24–41.
- Бурмин В.Ю. Скорость распространения продольных сейсмических волн в мантии Земли // Физика Земли. 2004б. № 8. С.34–40.
- Бурмин В.Ю. Распределение плотности и упругих параметров в Земле // Физика Земли. 2006. № 7. С.76–88.
- Бурмин В.Ю. Вязкость земного ядра по сейсмическим данным // Докл. РАН. 2007. Т. 418, № 6. С.825–828.
- Гервер М.Л., Маркушевич В.М. Определение по годографу скорости распространения сейсмических волн // Вычислительная сейсмология. М.: Наука, 1967. Вып. 3. С.3–51.
- Гутенберг Б. Физика земных недр. М.: ИЛ, 1963. 263 с.

- Денисов Г.Г., Новиков В.В. Об оценке вязкости жидкого ядра Земли // Докл. РАН. 1998. Т. 362, № 4. С.484–485.
- Джекобс Дж. Земное ядро. М.: Мир, 1979. 305 с.
- Джеффрис Г. Земля, ее происхождение, история и строение. М.: ИЛ, 1960. 485 с.
- Жарков В.Н. Физика ядра Земли // Тр. Ин-та физики Земли АН СССР. 1962. № 20 (187). С.3–50.
- Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983. 416 с.
- Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.
- Жданов Г.С. Физика твердого тела. М.: МГУ, 1961. 502 с.
- Калинин В.А. Об уравнении, определяющем изменение плотности с глубиной в неоднородной Земле // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1972. № 3. С.3–10.
- Калинин В.А., Сергеева Н.А. Пределы распределения плотности во внешнем ядре Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1971. № 12. С.3–9.
- Калинин В.А., Сергеева Н.А. Пределы распределения плотности в нижней мантии Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1975. № 8. С.3–11.
- Карманов В.Г. Математическое программирование. М.: Наука, 1975. 272 с.
- Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. М.; Л.: ГИТТЛ, 1951. 200 с.
- Литовец Г., Дэвис К. Структурная и сдвиговая релаксация в жидкостях // Физическая акустика / Под ред. У.А. Мэзона. М.: Наука, 1968. Т. 2. С.298–370.
- Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра, 1965. 379 с.
- Минеев В.Н., Фунтиков А.И. Об измерениях вязкости жидкого железа и его соединений с серой в жидком состоянии при высоких давлениях и расчетах вязкости ядра Земли // Физика Земли. 2005. № 7. С.31–47.
- Паньков В.Л., Жарков В.Н. О распределении плотности в недрах Земли // Земные приливы и внутреннее строение Земли. М.: Наука, 1967. С.44–61.
- Саваренский Е.Ф. Сейсмические волны. М.: Недра, 1972. 296 с.
- Саваренский Е.Ф., Курнос Д.П. Элементы сейсмологии и сейсмометрии. М.: Гостехиздат, 1955. 543 с.
- Свенсон К. Физика высоких давлений. М.: Изд-во ИЛ, 1963. С.46–78.
- Сейсморазведка. Справочник геофизика / Под ред. И.И. Гурвича, В.П. Номоконова. М.: Недра, 1981. 464 с.
- Шалимов С.Л. Оценка вязкости внешнего ядра Земли по дифференциальному вращению мантии и внутреннего ядра // Геофизические исследования. 2005. Вып. 2. С.129–132.
- Яновская Т.Б. Некоторые данные о сейсмических волнах в ядре Земли // Вычислительная сейсмология. 1975. Вып. 5. С.272–281.
- Adams R.D., Randall M.J. Observed triplication of PKP // Nature. 1963. V. 200. P.744–745.
- Adams R.D., Randall M.J. The fine structure of the earth's core // Bull. Seismol. Soc. America. 1964. V. 54, N 5. P.129–131.
- Allfè D., Gillan M. J. First principles simulations of liquid Fe-S under Earth's core conditions // Phys. Rev. B. 1998a. V. 58. P.8248–8256.
- Allfè D., Gillan M.J. The first principles calculation of transport coefficient // Phys. Rev. Lett. 1998b. V. 81. P.5161–5164.
- Allfè D., Gillan M.J., Price G.D. Constraints on the composition of the Earth's core from *ab initio* calculation // Nature. 2000. V. 405. P.172–175.
- Anderson D.L. Bulk attenuation in the Earth and viscosity of the core // Nature. 1980. V. 285. P.204–207.
- Bateman H. The solution of the integral equation which connects the velocity of propagation an earthquake wave in the interior of the Earth with the time which the disturbance takes to travel to different stations on the Earth's surface // Philos. Mag. 1910. V. 6, N 19. P.367–382.
- Bills B.G. Tidal despinning of the mantle, inner core superrotation and outer core effective viscosity // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P.2653–2666.
- Birch F. Elasticity and constitution of the Earth's interior // J. Geophys. Res. 1952. V. 57, N 2. P.227–286.
- Bolt B.A. Gutenberg's early PKP observations // Nature. 1962. V. 196. P.121–124.
- Bolt B.A. The velocity of seismic waves near the earth's center // Bull. Seismol. Soc. America. 1964. V. 54, N 1. P.191–208.

- Buchbinder G.G.G.* A velocity structure of the Earth's core // *Bull. Seismol. Soc. America*. 1971. V. 61, N 2. P.429–456.
- Cleary J.R., Haddon R.A.W.* Sismic wave scattering near the core-mantle boundary: a new interpretation of precursors to PKIKP // *Nature*. 1972. V. 240. P.549–551.
- Doornbos D.J., Vlaar N.J.* Regions of seismic wave scattering in the Earth's mantle and precursors to PKP // *Nature*. 1973. V. 243. P.58.
- Dziewonsky A.M., Anderson D.* Preliminary reference Earth model // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1981. V. 25. P.297–356.
- Ergin K.* Seismic evidence for a new layered structure of the earth's core // *J. Geophys. Res.* 1967. V. 72, N 14. P.3669–3688.
- Gans R.S.* Viscosity of the Earth's core // *J. Geophys. Res.* 1972. V. 77. P.360–366.
- Greff-Lefftz M., Legros H., Dehant V.* Influence of the inner core viscosity on the rotational eigenmodes of the Earth // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2000. V. 122. P.187–204.
- Gutenberg B.* The "boundary" of the Earth's inner core // *Trans. Amer. Geophys. Union*. 1957. V. 38. P.750–753.
- Gutenberg B.* Wave velocities in the Earth's core // *Bull. Seismol. Soc. America*. 1958. V. 48. P.301–314.
- Gutenberg B., Richter C.F.* P and the Earth's core // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl.* 1938. V. 4, N 5. P.363–372.
- Gutenberg B., Richter C.F.* On seismic waves // *Gerl. Beit. Geophys.* 1939. V. 54. P.94–136.
- Hai N.* Propagation des ondes longitudinales dans le noyau terrestre // *Ann. Geophys.* 1963. V. 19. P.258–346.
- Hales A.L., Roberts J.L.* The velocities in the outer core // *Bull. Seismol. Soc. America*. 1971. V. 61, N 4. P.1051–1059.
- Herglotz G.* Uber das benndorfsch problem der fortpflanzungsgeschvintgkeit der erdbentrahlen // *Phys. Zeitschr.* 1907. Bd. 8, N 5. S.145–147.
- Jeffreys H.* The times of P, S and SKS and the velocities of P and S // *Month. Notic. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl.* 1939a. V. 4. P.498–536.
- Jeffreys H.* The times of the core waves // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl.* 1939b. V. 4, N 7. P.548–561.
- Jeffreys H., Bullen K.E.* Seismological tables. L., 1967. 50 p.
- Julian B.R., Davies D., Sheppard R.M.* PKJKP // *Nature*. 1972. Vol. 235. P.p. 317–318.
- Kennett B.L.N.* IASPEI 1991. Seismological Tables. Research School of Earth Sciences. Australian National University, 1992.
- LeBlanc G. E., Secco R. A.* Viscosity of an Fe-S liquid up to 1300° C and 5 GPa // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 23, N 3. P.213–216.
- Lumb L.I., Aldridge K.D.* On viscosity estimates for the Earth's fluid outer core and core-mantle coupling // *J. Geomagn. Goelectr.* 1991. V. 43. P.93–110.
- Morelli A., Dziewonski A.M., Woodhouse J.H.* Seismic evidence for an inner core transition zone // *Geophys. Res. Lett.* 1986. V. 13. P.154.
- Officer Ch.B.* A conceptual model of core dynamics and the earth's magnetic field // *J. Geophys.* 1986. V. 59. P.89–97.
- Okal E.A., Cansi Y.* Detction of PKJKP at intermediate periods by progressive multi-channel correlation // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1998. V. 164. P.23–30.
- Oldham R.D.* The constitution of the earth as revealed by earthquakes // *Quart J. Geol. Society*. 1906. V. 62. P.456–475.
- Palmer A., Smylie D.E.* VLBI observations of free core nutation and viscosity at the top of the core // *PEPI*. 2002. V. 148. P.285–301.
- Poirier J.P.* Transport properties of liquid metals and viscosity of the Earth's core // *Geophys. J.* 1988. V. 92. P.99–105.
- Qamar A.* Revised velocities in the Earth's core // *Bull. Seismol. Soc. America*. 1973. V. 63, N 3. P.1073–1105.
- Randall M.J.* SKS and seismic velocities in he outer core // *Geophys. J. J. Astr. Soc.* 1970. V. 21, N 5. P.441–445.

- Secco R.A.* Viscosity of the Outer Core // Mineral Physics and Crystallography. A Handbook of Physical Constants / Ed. T.J. Ahrens, American Geophysical Union. 1995. 218 p.
- Smylie D.E.* Viscous near Earth's solid inner core // Science. 1999. V. 284. P.461–463.
- Smylie D.E., McMillan D.G.* Viscous and rotational splitting of the translational oscillations of Earth's solid inner core // Phys. Earth Planet. Inter. 1998. V. 106. P.1–18.
- Song X., Helmberger D.V.* Seismic evidence for an inner core transition zone // Science. 1998. V. 282. P.924–927.
- Stixrude L., Brown J.M.* The Earth's core // Review miner. 1999. P.261–282.
- Terasaki H., Kato T., Urakawa S., Funakoshi K., Suzuki A., Okada T., Maeda M., Sato J., Kubo T., Kasai S.* The effect of temperature, pressure, and sulfur content on viscosity of the Fe-FeS melt // Earth Planet. Sci. Lett. 2001. V. 190. P.93–101.
- Toomre A.* On the "Nearly Diurnal Wobble" of the Earth // Geophys. J. R. Astr. Soc. 1974. V. 38. P.335–338.
- Urakawa S., Terasaki H., Funakoshi K., Kato T., Suzuki A.* Radiographic study on the viscosity of the Fe-FeS melts at the pressure of 5 to 7 GPa // American Mineralogist. 2001. V. 86. P.578–582.
- Vocadlo L., Alfe D., Price G.D., Gillan M.J.* First principles calculations on the diffusivity and viscosity of liquid Fe-S at experimentally accessible conditions // Phys. Earth Planet. Inter. 2000. V. 120. P.145–152.
- Wiechert E.* Eber Erdbebenwellen. 1. Theoretisches über die Ausbreitung der Erdbebenwellen // Math. Phys. 1907. N 4. P.415–529.
- Wijs G.A., Kresse G., Vocadlo L., Dobson D., Alfe D., Gillan M.J., Price G.D.* The viscosity of liquid iron at the physical conditions of the Earth's core // Nature. 1998. V. 392. P.805–807.
- Williamson E.D., Adams L.N.* Density distribution in the Earth // J. Wash. Acad. Sci. 1923. V. 13. P.413.

Сведения об авторе

БУРМИН Валерий Юрьевич – доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123995, ГСП-5, Москва, Д-242, ул. Большая Грузинская, д. 10. Тел.: (499)-254-68-95. E-mail: burmin@ifz.ru

STRUCTURE OF MANTLE AND CORE OF THE EARTH ACCORDING TO DATA OF GLOBAL NETWORK SEISMIC STATIONS

V.Yu. Burmin

Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Abstract. On the basis of record-section of seismic waves spreading from shallow (with depths no more than 33 km) and deep earthquakes registered by a global network, travel-time curves of refracted and reflected short-period longitudinal seismic waves distributed in mantles and core of the Earth are built. Upon these travel-times the cross-sections of mantle and core matching with experimental data are obtained. Presence in its upper part of two low velocity layers is a distinctive feature of the cross-sections of mantle. The first layer approximately 162 km thick starts at depth of 132 km and corresponds to a gap of the travel-time within a range of 10–12 degrees. The second layer 180 km thick starts at depth about 1300 km and corresponds to a 50-degree gap of the travel-time. The velocity curve for the Earth's core explains the nature of so-called "precursors" – oscillations appearing primarily on the Earth surface at epicentral distances of 134–142 degrees. The feature of cross-sections of the external core is presence in its bottom of a layer approximately 500 km thick with a high positive gradient of wave velocity and of a low velocity layer approximately 200 km thick (zone F) directly under it. In the internal core velocity is augmented at first rather strongly up to depths approximately 5500 km, and then, to the center of the Earth varies practically linearly, with a slightly larger gradient than is accepted in standard models.

On the basis of the obtained velocity curve for longitudinal seismic waves, the distributions of density and elastic parameters for all Earth and viscosity of the Earth core are obtained.

Keywords: the wave forms, travel-time, distribution of velocity, mantle, core, elastic modules, and viscosity.