

P18-2008-50

А. Н. Никитин, Т. И. Иванкина, В. К. Игнатович

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ  
И ПОПЕРЕЧНЫХ УПРУГИХ ВОЛН  
В ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Никитин А. Н., Иванкина Т. И., Игнатович В. К.

P18-2008-50

Особенности распространения продольных и поперечных упругих волн в текстурированных горных породах

На основе анализа данных о скоростях квазипродольных ( $V_p$ ) и квазипоперечных ( $V_s$ ) волн, измеренных на образцах горных пород при высоких давлениях и температурах, и аналогичных скоростях, рассчитанных на основе функции распределения зерен по ориентациям, реконструированной из нейтронно-дифракционного текстурного эксперимента, выявлены характерные несоответствия между экспериментальными и модельными характеристиками. Проведен теоретический анализ особенностей распространения продольных и поперечных упругих волн в анизотропных средах. Установлено, что в общем случае в анизотропных неоднородных средах скорости распространения  $V_p$  и  $V_s$ , измеренные экспериментально и полученные с помощью моделирования, не могут совпадать из-за наличия физической связи между двумя типами колебаний — поперечных и продольных.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2008

Nikitin A. N., Ivankina T. I., Ignatovich V. K.

P18-2008-50

Peculiarities of  $P$ - and  $S$ -Wave Propagation through Textured Rocks

Using the data on quasi-compressional ( $V_p$ ) and quasi-shear ( $V_s$ ) wave velocities measured on rock samples at high pressures and high temperatures, and 3D-velocities calculations based on orientation distribution functions of rock-forming minerals obtained by neutron diffraction analysis, the typical discrepancies between experimental and model parameters are revealed. The theoretical analysis of  $P$ - and  $S$ -wave propagation through anisotropic media is carried out. The study demonstrates that for an anisotropic inhomogeneous media the experimental  $P$ - and  $S$ -wave velocities could not coincide with numerical velocity calculations due to the physical correlation between two types of waves — compressional and shear waves.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2008

## ВВЕДЕНИЕ

Анизотропия горных пород обусловлена теми условиями, которые установились на разных глубинах литосферы Земли, минеральным составом, строением горных пород, например, кристаллографической и механической текстурами. Традиционно анизотропия горных пород при атмосферном и высоких давлениях исследовалась по измерениям в трех взаимно-перпендикулярных направлениях на образцах в форме куба [Birch, 1960; 1961]. Более полную информацию дает изучение анизотропии скорости продольных ( $V_p$ ) волн на образцах в форме шара, что позволяет измерить скорости в любом направлении как при атмосферном, так и при высоких гидростатических давлениях [Pros, 1977].

Авторами [Иванкина и др., 1999; Никитин и др., 2001; Nikitin et al., 2001] в течение более чем десяти лет проводится систематическое изучение факторов, определяющих упругую анизотропию пород при различных давлениях и температурах акустическими методами в комплексе с нейтронографическим текстурным анализом. Сопоставление результатов прямых измерений скоростей ультразвука в образцах биотитового гнейса из скважин Кольской сверхглубокой СГ-3 и Оутокумпу (Финляндия) с результатами моделирования распространения квазипродольных и квазипоперечных волн на основе нейтронографического текстурного анализа [Ivankina, Kern, Nikitin, 2005; 2007] выявило различие в поведении скоростей квазипродольных волн. Было замечено, что модельные значения коэффициента анизотропии скоростей квазипродольных волн, рассчитанного для текстурированного биотитового гнейса, ниже значений, полученных из прямых ультразвуковых измерений. Это различие свидетельствует о том, что помимо кристаллографической текстуры имеются другие факторы, влияющие на анизотропию квазипродольных упругих волн в горных породах.

Основным моментом данной работы является теоретическое рассмотрение взаимодействия анизотропной (текстурированной) среды с распространяющимися в ней упругими квазипродольными и квазипоперечными волнами.

## 1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СКОРОСТЕЙ УПРУГИХ ВОЛН ОБРАЗЦОВ ГОРНЫХ ПОРОД

Для того чтобы определить сейсмическую анизотропию и оценить вклад ориентированных трещин и кристаллографической текстуры минералов в объемную анизотропию образцов горных пород, были использованы два различных метода [Ivankina, Kern, Nikitin, 2005]. Во-первых, проводились измерения скоростей  $P$ - и  $S$ -волн в трех ортогональных направлениях как функций давления и температуры и, во-вторых, моделировалось трехмерное распределение скоростей упругих волн на основе нейтронных данных о текстурах образцов. Для сравнительного исследования были отобраны керны биотитовых плагиоклазовых гнейсов (K8802, K9002) из Архейского фундамента Кольской сверхглубокой скважины СГ-3 и образец гнейса (ОКУ818) из скважины в Оутокумпу (Финляндия). Номера образцов показывают глубину отбора в метрах. Минералогический состав образцов примерно одинаковый, но процентное содержание минеральных фаз в них отличается. В образце из скважины СГ-3 (K9002) присутствует 55 % плагиоклаза, 26 % кварца, 9 % биотита, 7 % мусковита и 3 % примесей. В образце K8802: 61 % плагиоклаза, 27 % кварца, 7 % биотита, 5 % мусковита и 3 % примесей. Образец ОКУ818 содержит 36 % плагиоклаза, 40 % кварца, 22 % биотита и 2 % примесей. К отличительной особенности образца ОКУ818 следует отнести сильную сланцеватость (фолированность), образованную планпараллельным расположением пластинчатых минералов слюды. В образцах K8802 и K9002 фолиация не так явно выражена.

Моделирование упругих свойств образцов на первом этапе включало расчет средних упругих модулей каждой поликристаллической минеральной фракции на основе функции распределения зерен по ориентациям (ФРО), восстановленной из нейтронно-дифракционных данных, с использованием упругих модулей монокристаллов. Применяемый в работе метод осреднения упругих модулей для поликристаллического текстурированного агрегата не учитывает наличие пор и трещин в образце. Вычисление проводилось по схеме Фойгта–Ройсса–Хилла. Для упрощения задачи было использовано усреднение по Фойгту, которое, как показывает практика расчетов эффективных упругих модулей [Seront *et al.*, 1993], дает удовлетворительное приближение к лабораторным измерениям. При моделировании распределения скоростей упругих волн учитывалось объемное содержание каждой минеральной фазы в образце.

Лабораторные измерения скоростей квазипродольных ( $V_p$ ) и квазипоперечных ( $V_s$ ) волн производились на образцах кубической формы (с длиной ребра 43 мм) в аппарате давления с использованием метода импульсного ультразвукового прозвучивания с датчиками, имеющими рабочую частоту 2 МГц. Аппаратура включает в себя специальное устройство для одновременной реги-

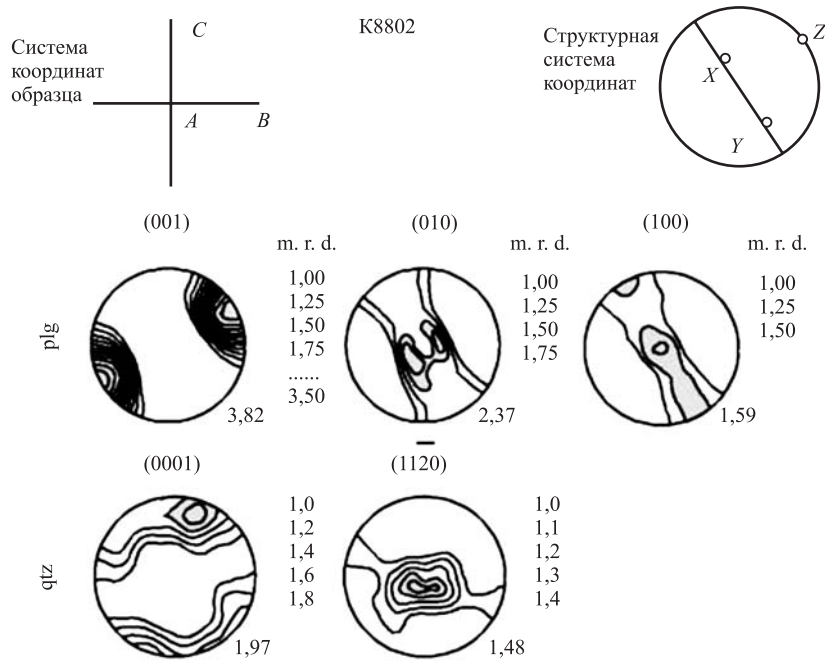


Рис. 1. Полусные фигуры основных кристаллографических направлений плагиоклаза (plg) и кварца (qtz) образца гнейса K8802, вычисленные по данным нейтронно-дифракционных измерений. Проекция равной площади. Справа внизу каждой проекции указано максимальное значение полюсной плотности в единицах, кратных хаотическому распределению (multiply random distribution, m. r. d.) Изолинии на полюсных фигурах проведены с равным шагом, начиная со значения 1 m. r. d.

страции скоростей продольной и ортогонально-поляризованных поперечных волн ( $S_1$ ,  $S_2$ ) в трех перпендикулярных направлениях. Измерения проводились при давлениях до 600 МПа и в диапазоне температур от комнатной до 600 °С. Детальное описание экспериментальной методики содержится в работе [Kern et al., 1997].

В исследованных образцах из Кольской сверхглубокой скважины плоскость сланцеватости (фолиации) была наклонена к оси зерна. Поскольку зерна имели малый диаметр (60 мм) и небольшую длину, то невозможно было сделать кубики необходимого размера в соответствии с традиционно используемой структурной системой координат X, Y, Z (Z перпендикулярна фолиации, Y перпендикулярна фолиации и линеации и X параллельна линеации). Была использована система координат образца A, B, C, которая связана с осью скважины таким образом, что C параллельна оси скважины, а

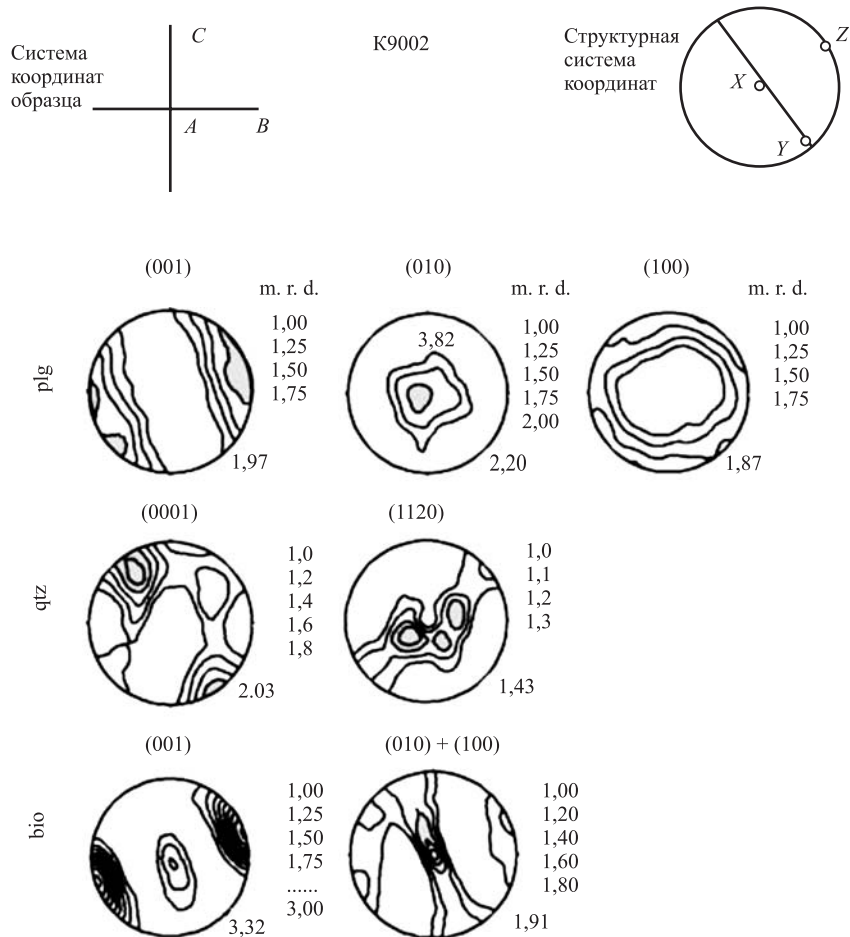


Рис. 2. Полусные фигуры основных кристаллографических направлений плагиоклаза (plg), кварца (qtz) и биотита (bio) образца гнейса K9002, вычисленные по данным нейтронно-дифракционных измерений. Проекция равной площади. Справа внизу каждой проекции указано максимальное значение полюсной плотности в единицах, кратных хаотическому распределению (multiply random distribution, m. r. d.) Изолинии на полюсных фигурах проведены с равным шагом, начиная со значения 1 m. r. d.

*B* и *A* перпендикулярны ей, при этом направление *A* соответствует линейации. Излучающие и принимающие датчики были ориентированы параллельно и таким образом, чтобы преобладающие смещения частиц в *S1* и *S2* были параллельны и перпендикулярны плоскостям *AB*, *AC* и *BC* соответственно.

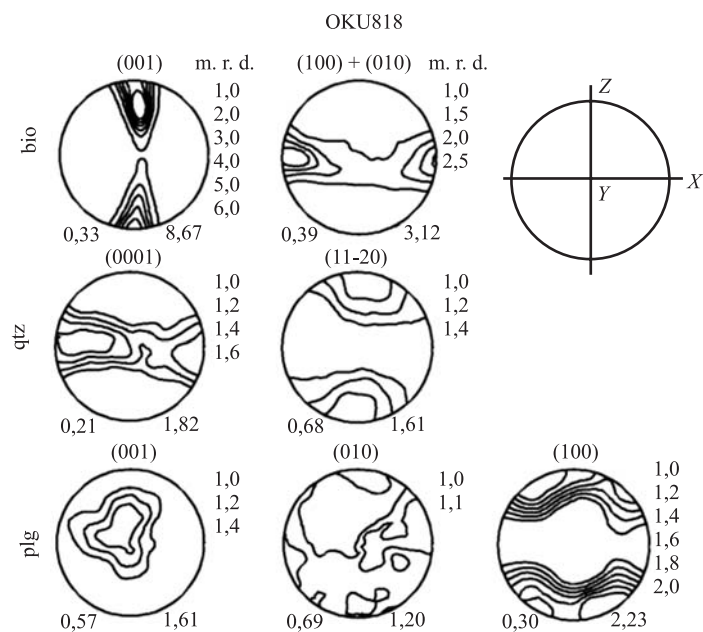


Рис. 3. Полный количественный текстурный анализ образца биотитового гнейса OKU818. Полусные фигуры основных кристаллографических направлений биотита (bio), кварца (qtz) и плагиоклаза (plg). Проекция равной площади. Внизу каждой проекции указаны минимальное и максимальное значения полусной плотности в единицах, кратных хаотическому распределению (multiply random distribution, m. r. d.) Изолинии на ПФ проведены с равным шагом, начиная со значения 1 m. r. d.

Это отличалось от последующего эксперимента, когда образец из скважины Оутокумпу был вырезан в структурной системе координат  $X, Y, Z$ , и измерения упругих волн на нем проводились по стандартной методике [Kern et al., 2001], когда  $P$ - и  $S$ -волны распространяются параллельно и перпендикулярно плоскости фолляции.

На рис. 1, 2 для образцов K8802 и K9002 соответственно представлены базовые полусные фигуры плагиоклаза, кварца и биотита, рассчитанные с помощью ФРО минеральных фаз, восстановленных по результатам нейтронно-дифракционного текстурного анализа. Полусные фигуры являются равноплощадными проекциями на плоскость  $BC$ , где для сопоставления показана ориентировка осей структурной системы  $X, Y, Z$ . Хотя в состав K8802 входят биотит и мусковит, их текстуры не были восстановлены количественно из-за слабо развитой текстуры и плохой статистики на нейтронно-дифракционных

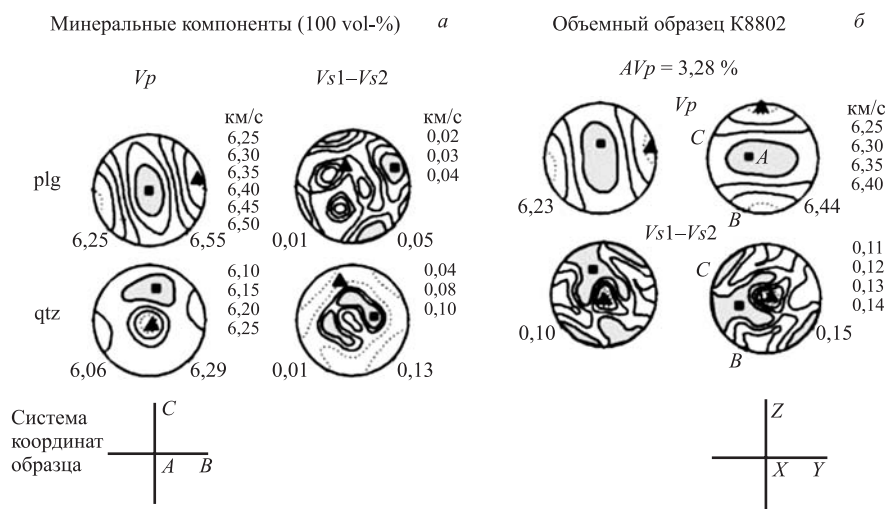


Рис. 4. Гнейс K8802. Модельные пространственные распределения скоростей  $V_p$  и  $V_{s1-Vs2}$  минеральных компонентов (*a*) и объемного образца (*б*). Диаграммы скоростей связаны с системой координат образца  $A, B, C$ . На повернутой диаграмме (*б*, справа)  $XY$  — плоскость фолляции,  $X$  — направление линеации

спектрах. В образце K9002 преимущественная ориентировка биотита заметно более развита (рис. 2). Однако более острой текстурой биотита обладает образец OKU818 (рис. 3), где биотитовых зерен в процентном отношении больше по сравнению с гнейсами из Кольской скважины. Преимущественная ориентировка плагиоклаза и кварца изученных биотитовых гнейсов также выражена, но в меньшей степени.

Система координат карт скоростей  $P$ - и  $S$ -волн (рис. 3–5) совпадает с системой координат полюсных фигур, что позволяет выполнить сравнение модельных значений  $V_p$ ,  $V_{s1}$ ,  $V_{s2}$  и расщепления квазипоперечных волн ( $V_{s1-Vs2}$ ) с экспериментально измеренными величинами. При сопоставлении использовались данные эксперимента при 600 МПа, поскольку считается, что при высоких давлениях влияние пор и трещин на упругую анизотропию образцов уменьшается и характер распределения скоростей упругих волн должен контролироваться преимущественной ориентировкой основных породообразующих минералов. Из рис. 3 очевидно, что анизотропия скоростей  $P$ -волн в образце K8802 в основном определяется кристаллографической текстурой плагиоклаза (сравнение с рис. 1), а в образцах K9002 и OKU818 текстура биотита (сравнение с рис. 2, 3) обуславливает конфигурацию изолиний на проекциях пространственного распределения скоростей  $P$ -волн.



Минеральные компоненты (100 vol-%) *a*

Объемный образец K9002 *б*

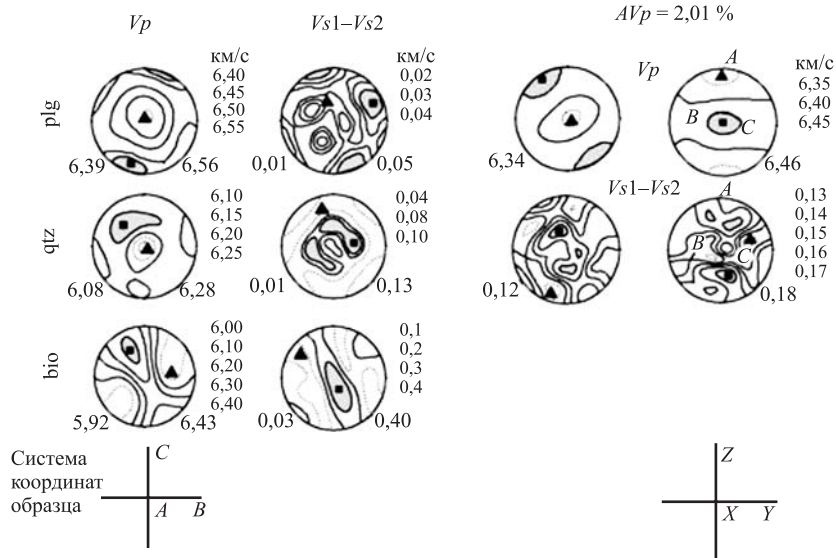


Рис. 5. Гнейс K9002. Модельные пространственные распределения скоростей  $V_p$  и  $V_{s1}-V_{s2}$  минеральных компонентов (*a*) и объемного образца (*б*). Диаграммы скоростей связаны с системой координат образца  $A, B, C$ . На повернутой диаграмме (*б*, справа)  $XY$  — плоскость фоллиации,  $X$  — направление линеации

В изученных образцах гнейсов модельные значения скоростей  $P$ -волн, рассчитанные по данным нейтронографического текстурного анализа, значительно выше, чем полученные в ходе прямых измерений (см. таблицу).

Поскольку система координат образцов из СГ-3 не соответствует структурной системе координат, то скорости  $P$ -волн, измеряемые в направлениях  $A, B, C$  кубических образцов, не отражают максимальную и минимальную скорости. Следовательно, вычисленные из эксперимента коэффициенты анизотропии скоростей  $A^* = [(F_{\max} - F_{\min})/F_{\text{mean}}] \cdot 100\%$  не являются экстремальными величинами анизотропии скоростей. Такие значения может дать теоретическое моделирование. Более того, моделирование позволяет найти скорости упругих волн для измеряемых в образце направлений и провести сравнение. По результатам расчетов образца K9002 коэффициент анизотропии  $AV_p$  составил 1,72%, что несколько ниже экспериментально измеренного  $A^*V_p = 2,74\%$ . Для образца K8802 имеет место обратный факт, т. е. вычисленное значение ( $AV_p = 2,99\%$ ) выше экспериментально измеренного ( $A^*V_p = 2,71\%$ ).

Сравнение измеренных (meas) и рассчитанных (calc) значений скоростей  $P$ - и  $S$ -волн ( $V_p, V_{s1}, V_{s2}$ ) для трех ортогональных направлений  $A, B, C$  и  $X, Y, Z$ ;  $V_p$  mean — среднее значение скорости

Образец	K8802	K9002		OKU818
$V_p, \text{ км/с}$				
[A] meas	6,17	6,17	[X] meas	6,56
[A] calc	6,43	6,34	[B] calc	6,56
[B] meas	6,00	6,02	[Y] meas	6,00
[B] calc	6,24	6,42	[Y] calc	6,42
[C] meas	6,08	6,18	[Z] meas	5,76
[C] calc	6,37	6,45	[Z] calc	6,04
$V_p$ mean	6,08	6,12	$V_p$ mean	6,11
$V_p$ mean calc	6,35	6,40	$V_p$ mean calc	6,33
$A^*$ meas (%)	2,71	2,74	$A^*$ meas, %	13,1
$A$ calc, %	2,99	1,72	$A$ calc, %	7,7
$V_s, \text{ км/с}$				
$V_{s1-BA}$ meas	3,77	3,50	$V_{s1-YX}$ meas	3,87
$V_{s1}$ calc	3,70	3,67	$V_{s1}$ calc	3,94
$V_{s2-CA}$ meas	3,75	3,71	$V_{s2-ZX}$ meas	3,82
$V_{s2}$ calc	3,81	3,83	$V_{s2}$ calc	3,71
$V_{s1-AB}$ meas	3,54	3,54	$V_{s1-XY}$ meas	3,75
$V_{s1}$ calc	3,67	3,68	$V_{s1}$ calc	3,93
$V_{s2-CB}$ meas	3,60	3,56	$V_{s2-ZY}$ meas	3,45
$V_{s2}$ calc	3,78	3,82	$V_{s2}$ calc	3,73
$V_{s1-BC}$ meas	3,79	3,54	$V_{s1-YZ}$ meas	3,47
$V_{s1}$ calc	3,67	3,69	$V_{s1}$ calc	3,79
$V_{s2-AC}$ meas	3,70	3,68	$V_{s2-XZ}$ meas	3,45
$V_{s2}$ calc	3,80	3,83	$V_{s2}$ calc	3,70

Что касается коэффициента анизотропии  $P$ -волн образца OKU818, то, как и в случае с образцом K9002, экспериментально измеренное значение ( $A^*V_p = 13,1\%$ ) превышает модельное значение ( $AV_p = 7,7\%$ ) почти в два раза.

Значения скоростей квазипоперечных  $S$ -волн, полученные по текстурным нейтронно-дифракционным данным и измеренные акустическими методами, ведут себя по-разному в образцах биотитовых гнейсов (таблица). В основном модельные скорости  $S$ -волн ( $V_{s1}, V_{s2}$ ) оказываются выше экспериментально измеренных, за исключением образца K8802. В нем при расчетах не принималась во внимание текстура биотита. Видимо, по этой причине значения скорости быстрой квазипоперечной волны ( $V_{s1}$ ) для некоторых направлений ( $A$  и  $C$ ) оказываются ниже экспериментальных.

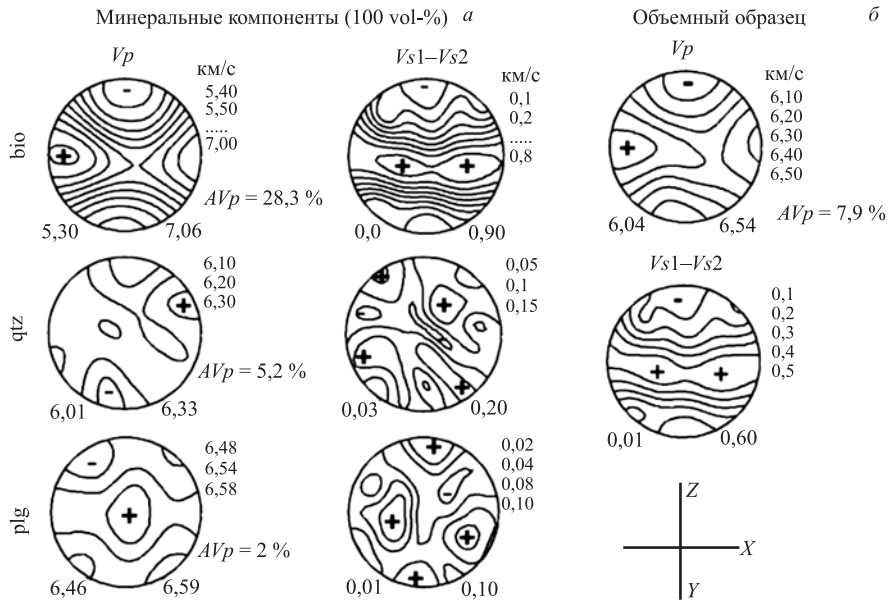


Рис. 6. Биотитовый гнейс OKU818. Модельные пространственные распределения скоростей  $V_p$  и  $V_{s1-Vs2}$  минеральных компонент (слева) и объемного образца (справа). Диаграммы скоростей связаны со структурной системой координат ( $XY$  — плоскость фолляции,  $X$  — направление линеации)

Поскольку образцы из Кольской скважины были вырезаны в произвольной системе координат, не связанной с ориентировкой фолляции, то оказалось, что в них измеренное расщепление квазипоперечных волн ( $V_{s1-Vs2}$ ) ведет себя нетрадиционным образом, т.е. в плоскости  $AB$  наблюдается максимального расщепления, как, например, в образце K8802. И наоборот, минимальное расщепление, которое должно соответствовать направлению  $C$  (перпендикулярно фолляции), зарегистрировано в плоскости  $AB$ . В образце K8802 оно совпадает с направлением  $A$ , а в образце K9002 — с направлением  $B$ . Теоретически же рассчитанные значения расщепления сдвиговых волн ( $V_{s1-Vs2}$ ) образцов гнейсов из СГ-3 практически одинаковы и не дают сильных различий в рассматриваемых направлениях  $A, B, C$  (см. также рис. 1, 2). Эти направления не соответствуют структурным плоскостям и осям симметрии образцов, однако ниже теоретически будут рассмотрены другие причины наблюдаемого несоответствия.

Образец OKU818 с жесткой привязкой к структурной системе координат  $X, Y, Z$  обнаруживает значительное расщепление квазисдвиговых  $S$ -волн

в плоскости фоллиации ( $XU$ ) и минимальное — в направлении  $Z$  (перпендикулярно фоллиации). Причем такое поведение характерно как для экспериментально измеренных, так и для модельных значений (рис. 4).

Обобщая результаты модельных и лабораторных исследований образцов гнейсов, приведенных на диаграммах (рис. 4–6) и в таблице, следует обратить внимание на сильные изменения в скоростях  $P$ - и  $S$ -волн, которые зависят от относительного угла между направлением упругой волны, распространяющейся в образце, и ориентировкой анизотропии образца.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЧЕРЕЗ АНИЗОТРОПНЫЕ СРЕДЫ

Рассмотрим простейший случай, когда на распространение упругих волн влияет анизотропия среды, обусловленная каким-нибудь одним из известных возможных факторов. Модель, у которой анизотропия характеризуется единичным вектором  $\mathbf{a}$  и параметром  $\zeta$ , величина которого находится из подгонки к экспериментальным данным, в дальнейшем будет наделена физическими характеристиками различных горных пород.

Будем считать, что упругие свойства породы в основном изотропны, но имеется выделенное направление, характеризуемое единичным вектором  $\mathbf{a}$ , с отличным по величине упругим модулем. Подобный тип анизотропии материала может быть обусловлен аксиальной поперечно-изотропной текстурой, возникающей за счет преимущественной кристаллографической ориентировки, либо однонаправленной ориентировки вытянутых пор и трещин.

Запишем свободную энергию среды [Ландау, Лившиц, 2003] в виде

$$F = \frac{\lambda}{2} u_{ll}^2 + \mu u_{ij}^2 - \zeta (a_j u_{jl})^2, \quad (1)$$

где  $u_{ij}$  — тензор деформации;  $a_j$  — декартовы компоненты вектора  $\mathbf{a}$ ;  $\lambda, \mu$  — параметры Ламэ;  $\zeta$  — неизвестный нам параметр анизотропии, а по повторяющимся индексам предполагается суммирование. При  $\zeta \rightarrow 0$  упругая среда становится изотропной. Знак минус перед  $\zeta$  означает, что вдоль вектора  $\mathbf{a}$  среда менее упруга, чем в других направлениях. Все три слагаемых в (1) являются скалярами. Слагаемое, описывающее анизотропию, представляет собой квадрат вектора  $\mathbf{B}$  с координатами  $B_l = a_j u_{jl}$ .

Из (1) следует, что тензор напряжений  $\sigma_{ij} = \partial F / \partial u_{ij}$  при постоянной температуре равен

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} u_{ll} + 2\mu u_{ij} - 2\zeta (a_i u_{jl} a_l + a_l u_{li} a_j), \quad (2)$$

где  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера. Заметим, что в приведенном виде тензор напряжения симметричен относительно перестановки индексов.

Уравнение для смещения  $\mathbf{u}$  имеет вид

$$\rho \ddot{u}_i = \nabla_j u_{ij} = \mu[\Delta u_i + \nabla_i(\nabla \mathbf{u})] + \lambda \nabla_i(\nabla \mathbf{u}) - \zeta(a_i[\Delta(\mathbf{u}\mathbf{a}) + (\mathbf{a}\nabla)(\nabla \mathbf{u})] + (\mathbf{a}\nabla)^2 u_i + \nabla_i + (\mathbf{a}\nabla)(\mathbf{a}\mathbf{u})). \quad (3)$$

Будем искать решение в виде плоской волны  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$  с поляризацией вдоль вектора  $\mathbf{A}$ . Подставив это выражение в (3), получим

$$\rho \omega^2 \mathbf{A} = \mu k^2 \mathbf{A} + (\lambda + \mu) \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{A}) - \zeta(\mathbf{a}[k^2(\mathbf{a}\mathbf{A}) + (\mathbf{k}\mathbf{a})(\mathbf{k}\mathbf{A})] + (\mathbf{k}\mathbf{a})[(\mathbf{k}\mathbf{a})\mathbf{A} + \mathbf{k}(\mathbf{a}\mathbf{A})]), \quad (4)$$

где  $\rho$  — плотность вещества. Это линейное однородное уравнение для компонент вектора  $\mathbf{A}$ , которое разрешимо только при определенных соотношениях между частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ .

Для дальнейшего анализа удобно ввести три ортогональных орта: единичный вектор  $\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{k}/k$  вдоль направления распространения звуковой волны, единичный вектор  $\mathbf{c} = [\mathbf{a}\mathbf{k}]/|[\mathbf{a}\mathbf{k}]|$ , перпендикулярный плоскости векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{a}$ , и единичный вектор  $\mathbf{b} = [\mathbf{c}\mathbf{k}]$ , перпендикулярный вектору  $\mathbf{k}$  и лежащий в плоскости векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{a}$ . Кроме того, удобно все величины привести к безразмерному виду. Для этого поделим обе части уравнения (4) на  $k^2$  и  $\mu$  и введем в правой части безразмерные параметры  $\xi = \zeta/\mu$  и  $E = 1 + \lambda/\mu$ . В левой части получим безразмерную величину  $V^2 = \rho \omega^2 / \mu k^2$ , которая представляет собой скорость волны  $\omega^2/k^2$ , отнесенную к квадрату скорости  $\mu/\rho$  поперечной волны в изотропной среде.

Обозначим  $V^2 - 1 = \Omega^2$ . Тогда уравнение (4) запишется в виде

$$\Omega^2 \mathbf{A} = E \boldsymbol{\kappa}(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{A}) - \xi(\mathbf{a}[(\mathbf{a}\mathbf{A}) + (\mathbf{k}\mathbf{a})(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{A})] + (\mathbf{k}\mathbf{a})[(\mathbf{k}\mathbf{a})\mathbf{A} + \boldsymbol{\kappa}(\mathbf{a}\mathbf{A})]). \quad (5)$$

Вектор поляризации можно записать как

$$\mathbf{A} = \alpha \boldsymbol{\kappa} + \beta \mathbf{b} + \gamma \mathbf{c}, \quad (6)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — координаты вектора  $\mathbf{A}$  в ортонормированном базисе  $\boldsymbol{\kappa}$ ,  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{c}$ . Умножим обе части уравнения (5) на  $\mathbf{c}$ , тогда получим

$$[\Omega^2 - \xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2] \gamma = 0. \quad (7)$$

Отсюда следует, что для поперечных колебаний с вектором поляризации  $\mathbf{A} = \mathbf{c}$ , перпендикулярным к плоскости векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{a}$ , имеет место  $\Omega^2 = \xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2$ , т. е.

$$V_t = \sqrt{1 - \xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2}. \quad (8)$$

Умножив обе части уравнения (5) последовательно на  $\boldsymbol{\kappa}$  и  $\mathbf{b}$ , получим однородную систему уравнений

$$[\Omega^2 - E + 4\xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2] \alpha = -2\xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})(\mathbf{b}\mathbf{a})\beta, \quad (9)$$

$$[\Omega^2 + \xi(\mathbf{ba})^2 + \xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2] \beta = -2\xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})(\mathbf{ba})\alpha \quad (10)$$

для компонент  $\alpha$  и  $\beta$  вектора поляризации. Эта система разрешима при условии равенства нулю детерминанта

$$[\Omega^2 - E + 4\xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2] [\Omega^2 + \xi(\mathbf{ba})^2 + \xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2] - 4\xi^2(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2(\mathbf{ba})^2 = 0. \quad (11)$$

Полученное уравнение имеет два корня

$$2\Omega_{1,2}^2 = E - \xi [5(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2 + (\mathbf{ba})^2] \pm \sqrt{(E - \xi [3(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2 - (\mathbf{ba})^2])^2 + 16\xi^2(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2(\mathbf{ba})^2}. \quad (12)$$

Заметим, что  $(\mathbf{ba})^2 = 1 - (\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2$ , а  $(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2 = \cos^2 \theta$ , где  $\theta$  — угол между направлением распространения волны и вектором анизотропии  $\mathbf{a}$ . Поэтому выражение (12) приводится к виду

$$2\Omega_{1,2}^2 = E - \xi [1 + 4 \cos^2 \theta] \pm \sqrt{(E + \xi [1 - 4 \cos^2 \theta])^2 + 4\xi^2 \sin^2(2\theta)}. \quad (13)$$

Двум значениям  $\Omega_{1,2}$  соответствуют две скорости распространения волн

$$V_{1,2} = \sqrt{1 + \frac{E - \xi [1 + 4 \cos^2 \theta] \pm \sqrt{(E + \xi [1 - 4 \cos^2 \theta])^2 + 4\xi^2 \sin^2(2\theta)}}{2}}. \quad (14)$$

При  $\xi \rightarrow 0$  скорость  $V_1$  переходит в скорость продольной волны  $\sqrt{1 + E}$  в изотропной среде. Поэтому мы далее будем обозначать ее  $V_{ql}$  и соответствующую ей волну называть квазипродольной. Скорость же  $V_2$  по аналогичным причинам будем обозначать  $V_{qt}$  и соответствующую ей волну будем называть квазипоперечной.

Чтобы найти направления поляризации этих волн, нужно в уравнениях (9) и (10) выразить  $\alpha$  через  $\beta$  и полученные величины отнормировать условием  $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ . При этом векторы поляризации квазипродольной и квазипоперечной волн оказываются равными

$$\mathbf{A}_{ql} = \frac{[\Omega_1^2 + \xi(\mathbf{ba})^2 + \xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2] \boldsymbol{\kappa} - 2\xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})(\mathbf{ba})\mathbf{b}}{\sqrt{[\Omega_1^2 + \xi(\mathbf{ba})^2 + \xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2]^2 + 4\xi^2(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2(\mathbf{ba})^2}}, \quad (15)$$

$$\mathbf{A}_{qt} = \frac{-[\Omega_2^2 - E + 4\xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2] \mathbf{b} + 2\xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})(\mathbf{ba})\boldsymbol{\kappa}}{\sqrt{[\Omega_2^2 - E + 4\xi(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2]^2 + 4\xi^2(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})^2(\mathbf{ba})^2}}. \quad (16)$$

При  $\xi \rightarrow 0$  имеем  $\mathbf{A}_{ql} \rightarrow \boldsymbol{\kappa}$ , а  $\mathbf{A}_{qt} \rightarrow \mathbf{b}$ . При малых  $\xi$  в линейном приближении получаем

$$\mathbf{A}_{ql} \approx \boldsymbol{\kappa} - \frac{2\xi}{E}(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})(\mathbf{ba})\mathbf{b}, \quad \mathbf{A}_{qt} \approx \mathbf{b} + \frac{2\xi}{E}(\boldsymbol{\kappa}\mathbf{a})(\mathbf{ba})\boldsymbol{\kappa}. \quad (17)$$

Зависимость трех скоростей при заданных параметрах  $E$  и  $\xi$  от  $\cos \theta$  — угла между направлением распространения волн и вектором анизотропии — показана на рис. 7 и 8. Параметр  $E$  на обоих рисунках один и тот же и равен 1,5, а параметр  $\xi$  — разный. Кривые на рис. 7 получены при  $\xi = 0,5$ , а на рис. 8 — при  $\xi = 0,7$ . Из обоих рисунков следует, что  $V_{ql} > V_t > V_{qt}$ , все скорости убывают с уменьшением угла  $\theta$ , и убывание тем сильнее, чем больше  $\xi$ . Из рис. 8 следует, что при достаточно больших  $\xi$  квазипоперечные волны в некотором диапазоне углов  $\theta$  вообще не возбуждаются, а скорости квазипродольных волн могут стать меньше скорости поперечной волны в изотропной среде.

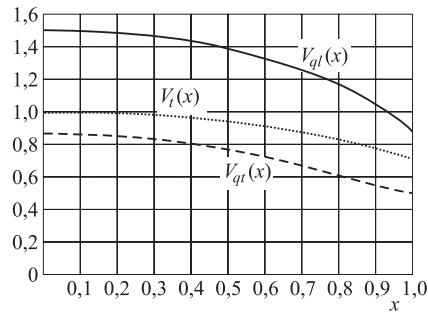


Рис. 7. Зависимость квазипродольной,  $V_{ql}$ , поперечной,  $V_t$ , и квазипоперечной,  $V_{qt}$ , волн от  $x = \cos \theta$  при  $E = 1,5$  и  $\xi = 0,5$ . За единицу принята скорость поперечной волны в изотропной среде

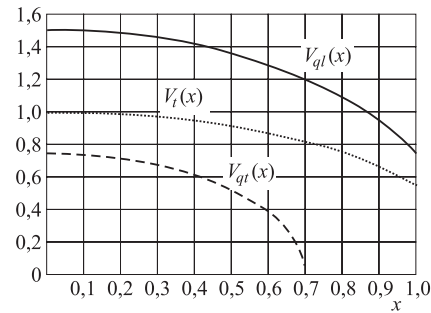


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, но параметр  $\xi = 0,7$ . Видно, что при  $x > 0,7$  скорость квазипоперечной волны обращается в нуль. Это значит, что в диапазоне углов  $0,7 < \cos \theta < 1$  квазипоперечная волна не существует

При произвольном импульсном возбуждении звукового луча с заданной частотой внутри луча возникают, вообще говоря, сразу три волны, имеющие разную скорость. Поэтому приемник поперечных волн, поставленный на пути луча, должен зарегистрировать от двух до трех разделенных по времени сигналов, а приемник продольных волн — два. Относительная амплитуда этих сигналов зависит от угла между направлением луча  $\kappa$  и вектором анизотропии  $\mathbf{a}$ , а также от углов вектора поляризации возбуждаемого сигнала и анализатора детектора по отношению к вектору  $[\mathbf{a}\kappa]$ .

**2.1. Два вектора анизотропии.** Если имеются два единичных вектора анизотропии  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{a}'$ , то свободная энергия может быть записана в виде

$$F = \frac{\lambda}{2} u_{ll}^2 + \mu u_{lj}^2 - \zeta (a_j u_{jl})^2 - \zeta' (a'_j u_{jl})^2, \quad (18)$$

тензор напряжений равен

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} u_{ll} + 2\mu u_{ij} - 2\zeta(a_i u_{jl} a_l + a_l u_{li} a_j) - 2\zeta'(a'_i u_{jl} a'_l + a'_l u_{li} a'_j). \quad (19)$$

При этом уравнение для вектора поляризации приводится к безразмерному виду

$$\begin{aligned} \Omega^2 \mathbf{A} = E \kappa(\kappa \mathbf{A}) - \xi(\mathbf{a}[(\mathbf{a} \mathbf{A}) + (\kappa \mathbf{a})(\kappa \mathbf{A})] + (\kappa \mathbf{a})[(\kappa \mathbf{a}) \mathbf{A} + \kappa(\mathbf{a} \mathbf{A})]) - \\ - \xi'(\mathbf{a}'[(\mathbf{a}' \mathbf{A}) + (\kappa \mathbf{a}')(\kappa \mathbf{A})] + (\kappa \mathbf{a}')[(\kappa \mathbf{a}') \mathbf{A} + \kappa(\mathbf{a}' \mathbf{A})]). \end{aligned} \quad (20)$$

Отсюда следует, что вектор поляризации является линейной комбинацией трех независимых векторов  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{a}'$ , и при любом возбуждении звуковых волн в веществе возникают три волны со смешанной продольной и двумя поперечными компонентами. Поэтому при импульсном возбуждении звука приемники и поперечных, и продольных колебаний должны регистрировать три сигнала, амплитуды которых зависят от углов  $\mathbf{k}\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{k}\mathbf{a}'$  и от углов между поляризацией возбуждающего сигнала и тремя собственными векторами  $A_{1,2,3}$  уравнения (20).

**2.2. Отражение звуковых волн от границы раздела сред с разной анизотропией.** Звуковые волны всегда отражаются от границы раздела сред с различными упругими свойствами. То же самое происходит, если среды отличаются только направлениями  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{a}'$  и (или) величиной анизотропии  $\xi$ ,  $\xi'$ . На границе раздела в общем случае будут порождаться три отраженные и три преломленные волны с той же частотой, но различающимися направлениями. Иными словами, при падении звукового луча на границу раздела таких сред происходит тройное расщепление отраженного и преломленного лучей и нарушается закон Снеллиуса.

Представим себе волну, распространяющуюся с максимальной скоростью  $V_{ql}$ . При ее отражении от границы раздела отраженное поле будет содержать волны всех трех типов со скоростями  $V_{ql} > V_t \geq V_{qt}$ , причем в общем случае ни одна волна не будет распространяться в зеркальном направлении. Действительно, в процессе отражения сохраняется компонента  $k_{||}$  волнового вектора, параллельная границе раздела. Перпендикулярная же компонента  $k_{\perp}^2 = \omega^2/V^2(\kappa \mathbf{a}) - k_{||}^2$  зависит от угла между направлением распространения волны и вектором анизотропии. При отражении этот угол меняется, поэтому меняется скорость  $V(\kappa \mathbf{a})$ . Вследствие этого меняется  $k_{\perp}$ , и угол отражения квазипродольной волны не равен углу падения. Если угол между вектором анизотропии и волновым вектором уменьшается после отражения, то в соответствии с рис. 7, 8 скорость уменьшается, и угол скольжения отраженной волны оказывается больше зеркального. Обозначим угол скольжения падающей квазипродольной волны через  $\alpha_{ql}$ , тогда отраженная квазипродольная волна в рассмотренном случае будет распространяться под углом



скольжения  $\beta_{ql} > \alpha_{ql}$ , а углы скольжения других волн будут еще больше:  $\alpha_{ql} < \beta_{ql} < \beta_t < \beta_{qt}$ . Это следует из того, что чем меньше скорость  $V$ , тем больше перпендикулярная компонента волнового вектора  $k_{\perp}$  и, соответственно, тем больше угол скольжения волны, возникающей в процессе отражения. Если падающая волна имеет форму луча, то при отражении происходит расщепление луча на три части (рис. 9). Детекторы, поставленные на пути квазипродольного и квазипоперечного лучей, будут фиксировать и продольную и поперечную поляризации, а детектор на пути луча  $V_t$  будет видеть только поперечную поляризацию. При уменьшении параметра анизотропии  $\xi \Rightarrow 0$  угол отражения квазипродольной волны стремится к зеркальному, скорость квазипоперечной волны стремится к скорости поперечной, и тройное расщепление вырождается в двукратное.

Если падающая волна квазипоперечная (ее угол скольжения обозначим  $\alpha_{qt}$ ), то после отражения в случае, когда угол по отношению к вектору анизотропии увеличивается, угол скольжения  $\beta_{qt}$  будет меньше зеркального, а углы скольжения других волн будут еще меньше, т. е.  $\alpha_{qt} > \beta_{qt} > \beta_t > \beta_{ql}$ .

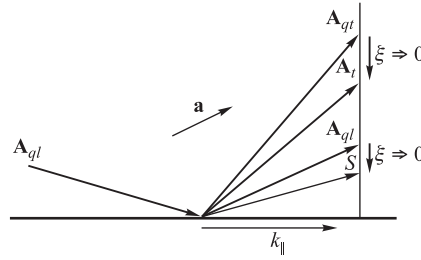


Рис. 9. В анизотропном пространстве звуковой квазипродольный луч при отражении от границы раздела расщепляется на три части. При этом квазипродольная компонента отраженной тройки распространяется не в зеркальном направлении, отмеченном буквой  $S$ , а выше, поскольку при указанном на рисунке направлении вектора анизотропии  $\mathbf{a}$  скорость отраженной квазипродольной волны меньше падающей. При уменьшении параметра анизотропии  $\xi \rightarrow 0$  скорость квазипоперечной волны стремится к скорости поперечной, и трехкратное расщепление вырождается в двукратное

Для определения интенсивностей отраженных и преломленных волн необходимо воспользоваться граничными условиями. Пусть в среде с анизотропией  $\mathbf{a}$ ,  $\xi$  на границу раздела со средой с иными  $\mathbf{a}'$ ,  $\xi'$  и с внутренней нормалью  $\mathbf{n}$  падает волна  $\mathbf{A}_0 \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - i\omega t)$  некоторой моды  $\mathbf{A}_0$  с соответствующим волновым вектором  $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{0||} + \mathbf{n}k_{0\perp}$  при заданной частоте  $\omega$ . В результате на границе раздела образуются отраженные волны  $\sum_j R_{j0} \mathbf{A}_j \exp(i\mathbf{k}_j \mathbf{r} - i\omega t)$  всех трех мод  $\mathbf{A}_j$  с соответствующими волновыми векторами  $\mathbf{k}_j = \mathbf{k}_{0||} - \mathbf{n}k_{j\perp}$  и амплитудами отражения  $R_{i0}$ , а также прелом-

ленные волны  $\sum_j T_{i0} \mathbf{A}'_i \exp(i\mathbf{k}'_i \mathbf{r} - i\omega t)$  всех трех мод  $\mathbf{A}'_i$  во второй среде с соответствующими волновыми векторами  $\mathbf{k}'_j = \mathbf{k}_{0||} + \mathbf{n}k'_{j\perp}$  и амплитудами преломления  $T_{i0}$  ( $i = 1, 2, 3$ ). При этом компоненты  $\mathbf{k}_{||}$  всех волновых векторов, параллельные границе раздела в плоскости падения, должны быть строго одинаковы и равны  $\mathbf{k}_{0||}$ .

Амплитуды отражения и преломления определяются из граничных условий: непрерывности на границе раздела вектора смещения  $\mathbf{u}$  и вектора напряжений  $\Sigma$  с координатами  $\Sigma_i = \sigma_{ij}n_j$ :

$$\mathbf{u}_s = \mathbf{u}'_s \quad \Sigma_s(\mathbf{u}) = \Sigma'_s(\mathbf{u}'), \quad (21)$$

где индекс  $s$  означает, что указанные векторы нужно взять на границе раздела:

$$\mathbf{u}_s = \mathbf{A}_0 + R_{10}\mathbf{A}_1 + R_{20}\mathbf{A}_2 + R_{30}\mathbf{A}_3, \quad \mathbf{u}'_s = T_{10}\mathbf{A}'_1 + T_{20}\mathbf{A}'_2 + T_{30}\mathbf{A}'_3, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_s(\mathbf{u}) = & (\mathbf{n}\nabla)\mathbf{u} + \nabla(\mathbf{n}\mathbf{u}) + (E-1)\mathbf{n}(\nabla\mathbf{u}) - \xi\mathbf{a}[(\mathbf{n}\nabla)(\mathbf{a}\mathbf{u}) + (\mathbf{n}\mathbf{u})] - \\ & - \xi(\mathbf{n}\mathbf{a})[(\mathbf{a}\nabla)\mathbf{u} + \nabla(\mathbf{a}\mathbf{u})]. \end{aligned} \quad (23)$$

Выполнив дифференцирование, перейдем к условию непрерывности вектора

$$\begin{aligned} \Sigma(\mathbf{A}) = & (\mathbf{n}\mathbf{k})\mathbf{A} + \mathbf{k}(\mathbf{n}\mathbf{A}) + (E-1)\mathbf{n}(\mathbf{k}\mathbf{A}) - \\ & - \xi[\mathbf{a}[(\mathbf{n}\mathbf{k})(\mathbf{a}\mathbf{A}) + (\mathbf{a}\mathbf{k})(\mathbf{n}\mathbf{u})] + (\mathbf{n}\mathbf{a})[(\mathbf{a}\mathbf{k})\mathbf{A} + \mathbf{k}(\mathbf{a}\mathbf{A})]]. \end{aligned} \quad (24)$$

Два граничных условия дают шесть уравнений с шестью неизвестными, решение которых можно найти аналитически. Но оно выглядит достаточно громоздко и потому при заданных направлениях  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{a}'$ ,  $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{A}_0$  и упругих параметрах решение уравнений (21) удобнее анализировать численными методами.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

При моделировании распределения упругих волн по нейтронно-дифракционным данным использовались табличные значения упругих модулей минералов. Сравнение модельных скоростей с экспериментальными значениями, измеренными при высоких давлениях, могут не совпадать, во-первых, потому что высокое давление изменяет величины и соотношения компонент тензора упругих модулей.

Во-вторых, в горных породах могут существовать локальные остаточные напряжения (особенно у образцов из сверхглубоких скважин), линейно или нелинейно меняющиеся при изменении внешнего давления, что приводит к изменению величин упругих модулей.

Кроме кристаллографической текстуры в горной породе возможно существование текстур формы, т.е. ориентированных микротрещин и ориентированных «эллипсоидальных» пор. Взаимодействие кристаллографических текстур минеральных фаз с ориентированными и хаотическими микротрещинами и порами влияет на распределение концентраторов локальных напряжений и на анизотропию скоростей упругих волн. На величину скорости  $V_s$  влияет также взаимная ориентация плоскости микротрещин и плоскости поляризации упругой волны.

Помимо перечисленных причин на величину и анизотропию скоростей упругих волн в горных породах влияют также форма и величина зерен, преимущественная ориентировка зерен по форме, распределение зерен по размерам, геометрия межзеренных границ и другие подобные факторы.

Вычисление скоростей продольных ( $V_p$ ) и поперечных ( $V_s$ ) упругих волн на основе восстановленных ФРО и упругих модулей породообразующих минералов не учитывает перечисленные и ряд других факторов, что приводит к расхождению модельных и экспериментальных результатов. Величину расхождения можно считать характеристикой остаточной пористости и трещиноватости породы при различных давлениях и температурах.

Для скорости  $V_p$  (продольной звуковой волны) в пористой среде имеет место параметрическая зависимость [Гладков, 1997]:

$$V_p^2(m) = \frac{p[mc_{2p} + (1-m)c_{1v}]}{m\rho[c_{2p} + (1-m)c_{1v} + m(S_1 - S_2)]}$$

от следующих параметров:  $m = \frac{V}{V_0}$  — пористость,  $V$  — объем пор,  $V_0$  — объем образца;  $p$  — давление газа в порах;  $c_{1p}$  — теплоемкость твердой фазы при постоянном давлении;  $c_{2p}$  — теплоемкость газа в порах;  $c_p = (1-m)c_{1p} + mc_{2p}$ ;  $c_{1v}$  — изохорическая теплоемкость твердой фазы при отсутствии пор;  $S_1$  — энтропия твердой фазы;  $S_2$  — энтропия газа в порах.

Среди этих параметров есть три независимых: температура, давление в газовой фазе и объем.

Повышение давления, по-видимому, по-разному влияет на изменение скоростей продольных  $P$ - и поперечных  $S$ -волн, поскольку наличие флюида препятствует полному закрытию пор и микротрещин. При прохождении через флюид характеристики  $P$ -волн могут искажаться незначительно, а  $S$ -волны затухают полностью. В монографии [Александров, Продайвода, 2000] приведены зависимости эффективных скоростей продольных и поперечных волн от концентрации микротрещин и пор для модели «изотропный гнейс». Из графиков видно, что повышение концентрации микротрещин и пор оказывает более значительное влияние на уменьшение величин  $V_s$ , чем  $V_p$ .

Отсутствие возможности учесть перечисленные и другие подобные факторы (влияющие на распространение упругих волн в реальных горных поро-

дах) при моделировании, основанном только на данных о кристаллографических текстурах, приводит к несовпадению количественных экспериментальных и модельных данных. Тем не менее результаты качественного сопоставления полюсных фигур и карт изолиний распределения скоростей упругих волн дают хорошее сходство и отражают симметрию упругих свойств исследуемых горных пород.

В работе [Александров, Продайвода, 2000] утверждается, что упругая анизотропия горных пород, обладающих механической текстурой (ориентированными однонаправленными трещинами или однонаправленными зернами биотита), может быть выше анизотропии породообразующих минералов. Это утверждение требует физически обоснованного объяснения.

В результате проведенного в данной работе анализа экспериментальных данных и следствий из теории распространения упругих волн в анизотропных средах можно заключить, что в анизотропных средах (кристаллических или текстурированных поликристаллических) в произвольных направлениях существуют смешанные (или связанные) продольно-поперечные либо поперечно-продольные акустические волны.

И, что весьма существенно, при падении упругой волны на границу раздела двух сред, отличающихся только коэффициентом анизотропии (все другие характеристики сред одинаковы) происходит расщепление волн на отраженные и преломленные.

**Благодарности.** Авторы благодарны Фан Тхй Нгок Лоан за очень полезные замечания. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 07-05-00303.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Александров К. С., Продайвода Г. Т. Анизотропия упругих свойств минералов и горных пород. Новосибирск, 2000. 354 с.
2. Гладков С. О. Физика поровых структур. М.: Наука, 1977. 175 с.
3. Иванкина Т. И. и др. Исследование анизотропии оливинового ксенолита с помощью акустических волн и дифракции нейтронов // Физика Земли. 1999. № 5. С. 29–39.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 7. Теория упругости. М.: Физматлит, 2003.
5. Никитин А. Н. и др. Анизотропия и текстура оливиносодержащих мантийных пород при высоких давлениях // Физика Земли. 2001. № 1. С. 64–78.

6. *Прос 3*. Изучение анизотропии упругих свойств горных пород при всесторонних давлениях на шаровых образцах // Исследования физических свойств минерального вещества Земли при высоких термодинамических параметрах. Киев: Наук. думка, 1977. С. 56–67.
7. *Birch F.* The velocity of compressional waves in rocks to 10 kbar. Part 1 // *J. Geophys. Res.* 1960. V. 65.
8. *Birch F.* The velocity of compressional waves in rocks to 10 kbar. Part 2 // *J. Geophys. Res.* 1961. V. 66.
9. *Ivankina T.I., Kern H.M., Nikitin A.N.* Directional dependence of *P*- and *S*-wave propagation and polarization in foliated rocks from the Kola superdeep well: Evidence from laboratory measurements and calculations based on TOF neutron diffraction // *Tectonophysics*. 2005. V. 407. P. 25–42.
10. *Ivankina T.I., Kern H., Nikitin A.N.* Neutron texture measurements and 3D velocity calculations on strongly foliated biotite gneisses from the Outokumpu Deep Drill Hole // *Outokumpu Deep Drill Project / Ed. Kukkonen I. T. Second International Workshop, May 21-22, 2007, Espoo, Finland; Programme and Extended Abstracts. Geological Survey of Finland, Southern Finland Office, Marine Geology and Geophysics, Report Q10.2/2007/29. P. 47–50.*
11. *Kern H., Liu B., Popp T.* Relationship between anisotropy and *P*- and *S*-wave velocities and anisotropy of attenuation in serpentinite and amphibolite // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 3051–3065.
12. *Kern H. et al.* Pressure and temperature dependence of *V<sub>p</sub>* and *V<sub>s</sub>* in rocks from the superdeep well and from surface analogues at Kola and the nature of velocity anisotropy // *Tectonophysics*. 2001. V. 338. P. 113–134.
13. *Nikitin A.N. et al.* Texture controlled elastic anisotropy of amphibolites from the Kola Superdeep borehole SG-3 at high pressure // *Физика Земли*. 2001. № 1. С. 41–49.
14. *Seront B., Mainprice D., Christensen N.I.* The complete seismic properties of an anortho-site: comparison between LPO and laboratory measurements // *EOS* 70. 1989. P. 460–461.

Получено 4 апреля 2008 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 27.06.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,18. Уч.-изд. л. 1,72. Тираж 260 экз. Заказ № 56214.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)