



ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОРИЕНТИРОВАННОЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРЕЩИНОВАТОСТИ НА ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД

С.М. Глубоковских, С.А. Каплан, В.Е. Рок, Ю.А. Титова

ФГУП ГНЦ РФ ВНИИгеосистем, 117105, Москва, Варшавское шоссе, 8, Россия,
e-mail: stas.glubokovskikh@gmail.com

Исследован метод оценки эффективных сейсмоакустических параметров геологических сред с вертикальной трещиноватостью на основе теории поверхностей с линейным проскальзыванием. Рассмотрены базовые теоретические и практические аспекты использования метода описания влияния на итоговое сейсмическое поле в геологической среде трещин двух типов: протяженных поверхностей разрывов и дисковидных; установлены взаимосвязи между выражениями для вычисления эффективных сейсмоакустических параметров сред, содержащих данные типы трещин. Проведено сравнение теоретических оценок с результатами физического моделирования распространения сейсмических волн в порово-трещиноватых средах. Показано, что значения скоростей, полученные по методу Хадсона, с экспериментальными не согласуются. Кинематические характеристики зарегистрированных сигналов практически совпадают с вычисленными теоретически скоростями переноса энергии в порово-трещиноватой среде. Для исследуемых моделей наблюдалась значительная пространственная дисперсия, приводящая к необходимости учета различий между фазовой и групповой скоростями волн. Из полученных результатов следует, что используемый подход годен для эффективного описания сейсмических характеристик трещиноватых горных пород большого диапазона значений параметров микроструктуры.

Теории эффективной среды, порово-трещиноватые среды, физическое моделирование, сейсмическая анизотропия

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF EFFECT OF ALIGNED VERTICAL FRACTURING ON EFFECTIVE SEISMOACOUSTIC PROPERTIES OF ROCKS

S.M. Glubokovskikh, S.A. Kaplan, V.E. Rok, Yu.A. Titiova

VNIIGeosystem, Varshavskoye shosse, 8, Moscow, 117105, Russia,
e-mail: stas.glubokovskikh@gmail.com

The paper concerns with a method of evaluation effective seismic properties of vertical fractured rocks based on the theory of linear slip surfaces. Basic theoretical and practical issues of the method are stated. Extensive joints and penny-shaped cracks are examined, relations between expressions of effective seismoacoustic parameters of such fractured media are determined. Results of physical modeling of seismic waves propagation in porous-fractured media are compared with theoretical estimations. It is shown that Hudson's theory predictions diverge from experimental results. Kinematic parameters of recorded signals are in good agreement with theoretical estimations for energy transfer velocity in porous-fractured media obtained in frame of the theory of linear slip surfaces. Examined physical models possessed considerable spatial dispersion which required to take into account difference between group and phase velocities. Utilized approach is valid for effective description of wide range of fractured rocks.

Effective medium theory, porous-fractured media, physical modeling, seismic anisotropy

ВВЕДЕНИЕ

Коллекторы нефти и газа представляют собой структурно-неоднородные геологические объекты, состоящие из твердой матрицы и пустот, заполненных флюидом. Структура порового пространства определяет фильтрационно-емкостные свойства (ФЕС) коллекторов, оптимальную методику их разработки. Важнейшим источником косвенной информации о микроструктуре продуктивного объекта, распределении ее параметров в пространстве являются сейсмические исследования [1].

Разрешающая способность сейсморазведки такова, что из зарегистрированного сигнала можно извлечь информацию только об интегральном влиянии неоднородностей на волновое поле. Несмотря на то что физические механизмы взаимодействия упругих волн с неоднородностями разных типов и масштабов достаточно полно изучены, сложность внутреннего строения реальных горных пород вынуждает делать упрощающие допущения, чтобы оценить ее макроскопические параметры. Как правило, распростране-

ние сейсмических волн в геологических средах описывается как в однородных с “эффективными” сейсмоакустическими свойствами. Влияние неоднородностей на итоговое волновое поле учитывается посредством различия между характеристиками эффективной модели и монолитного жесткого скелета.

К настоящему времени разработано большое количество методов оценки эффективных сейсмоакустических свойств горных пород, опирающихся на разный уровень идеализации геологической среды и феноменологического описания поля сейсмических волн [2]. Теория поверхностей с линейным проскальзыванием (ТПЛП) [3] – один из наиболее широко используемых подходов к формированию эффективной сейсмоакустической модели трещиноватых коллекторов [4, 5].

Характерные масштабные параметры геологических сред и используемых сейсмических сигналов должны подчиняться достаточно строгим условиям (подробно рассмотрены далее), чтобы применение ТПЛП было строго обосновано. Проверить справедливость гипотез, лежащих в основе метода, определить фактические пределы его применимости позволяет физическое моделирование сейсмических полей в порово-трещиноватых средах с известной микроструктурой [6, 7].

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Теория поверхностей с линейным проскальзыванием первоначально разработана для описания взаимодействия сейсмических волн с бесконечной плоской границей с нежестким контактом в линейно-упругом твердом теле [3]. В рамках этого подхода предполагается, что трещину можно описать как поверхность, на которой поле вектора смещений $\vec{u}(\vec{x})$ терпит разрыв, прямо пропорциональный вектору напряжения, а напряжения непрерывны:

$$\begin{cases} [\vec{u}(\vec{x})] = \mathbf{N} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{n}^0, \\ [\boldsymbol{\sigma}] = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где \vec{x} – вектор положения точки в пространстве; $\boldsymbol{\sigma}(\vec{x})$ – тензор упругих напряжений (2-го ранга); \vec{n}^0 – нормаль к границе раздела; « \cdot » – знак скалярного умножения соответственно [8]; \mathbf{N} – тензор 2-го ранга, удельная податливость (величина, обратная жесткости) трещины, размерность [м/Па]; [] – квадратные скобки обозначают разницу значений физической величины на противоположных поверхностях трещины.

На поверхности с линейным проскальзыванием (ПЛП) в однородной среде будет происходить рассеяние части энергии сейсмического импульса назад, а прохождение сигнала через эту поверхность происходит с запаздыванием. Значит, при описании сред с набором ПЛП необходимо вводить эффективное поглощение и временную дисперсию [9].

Далее компоненты тензорных величин будем выражать в декартовой системе координат $\{\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3\}$, в которой ось \vec{x}_3 параллельна выделенному направлению (в данном случае \vec{n}^0). Если свойства трещины ротационно-изотропные (РИ), т. е. не зависят от поворота вокруг \vec{n}^0 , ненулевыми являются только компоненты $N_{11} = N_{22} = \eta_T$, $N_{33} = \eta_N$.

Реальные трещины представляют собой шероховатые поверхности разрыва, характеризующиеся протяженностью L_T ; поперечным размером (раскрытием трещины) h_T ; размерами шероховатостей $d_{ш}$ и расстоя-

ниями между ними $S_{ш}$ (шероховатость трещины). В работе [10] показано, что теоретические оценки ТПЛП хорошо согласуются с данными экспериментов по распространению ультразвуковых импульсов с характерной длиной волны λ в образцах горной породы, содержащих одну естественную трещину. При этом в эксперименте выполнялись следующие соотношения:

$$L_T \gg \lambda \gg S_{ш} \gg d_{ш} \gg h_T. \quad (2)$$

В дальнейшем метод ТПЛП был развит для вычисления эффективных сейсмоакустических свойств геологических сред с параллельными горизонтальными трещинами, расположенными периодически на расстоянии $H_T \gg \lambda$ друг от друга [11]. Это условие позволяет пользоваться квазистационарным приближением при описании взаимодействия упругой волны с неоднородностью. Трещина описывалась как бесконечно тонкий податливый пласт с первым коэффициентом Ламе λ_I и модулем сдвига μ_I , представляющих собой эффективную характеристику реакции на сжатие и растяжение не только материала, заполняющего трещину, но и контактирующих шероховатостей. Даже в случае газового заполнения пустотного пространства возможно $\mu_I \neq 0$. В эффективной модели, полученной в данном приближении, отсутствуют дисперсия и поглощение:

$$\begin{cases} \eta_T = \frac{h_T}{\mu_I}, \\ \eta_N = \frac{h_T}{\lambda_I + 2\mu_I}. \end{cases} \quad (3)$$

Наиболее общий подход, основанный на ТПЛП, предложен в работе [12]. С его помощью возможно описание геологических сред, содержащих трещины с $L_T \gg \lambda$, концентрация которых достаточно мала, чтобы можно было пренебречь взаимовлиянием трещин и затуханием сейсмических волн. Вводится тензор податливости трещин \mathbf{Z} – аналог удельной жесткости трещины для популяции трещин [13]. Тогда базовую гипотезу данной теории можно представить следующим образом:

$$\frac{1}{2\Omega_0} \sum_q \int_{S_q} [\vec{u}(\vec{x})] dS = \mathbf{Z} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{n}^0, \quad (4)$$

где Ω_0 – представительный объем, по которому ведется осреднение; S_q – поверхность q -й трещины.

В случае невзаимодействующих трещин эллипсоидальной формы с известным пространственным распределением \mathbf{Z} определяется на основании решения задачи о поле упругих деформаций внутри изолированной неоднородности в однородной упругой среде при фиксированном напряжении на границе объема Ω_0 [14]. В квазистационарном приближении выражения компонент тензора \mathbf{N} для дисковидной трещины совпадают с (3) [15]. Для набора таких параллельных трещин получим:

$$\mathbf{Z} = \mathbf{N} \sum_q S_q. \quad (5)$$

Эффективный тензор упругих модулей среды, содержащей малую концентрацию невзаимодействующих плоских параллельных РИ трещин, является трансверсально-изотропным. С помощью общепринятой сокращенной нотации Фойгта [16] получим в виде

$$\begin{pmatrix} (\lambda_0 + 2\mu_0)(1 - \Delta_N) & \lambda_0(1 - \Delta_N)\lambda_0 & \lambda_0(1 - \Delta_N) & 0 & 0 & 0 \\ \lambda_0(1 - \Delta_N) & \left((\lambda_0 + 2\mu_0) - \frac{\lambda_0\Delta_N}{(\lambda_0 + 2\mu_0)} \right) & \left(1 - \frac{\lambda_0\Delta_N}{\lambda_0 + 2\mu_0} \right) & 0 & 0 & 0 \\ \lambda_0(1 - \Delta_N) & \lambda_0 \left(1 - \frac{\lambda_0\Delta_N}{\lambda_0 + 2\mu_0} \right) & \left((\lambda_0 + 2\mu_0) - \frac{\lambda_0^2\Delta_N}{(\lambda_0 + 2\mu_0)} \right) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu_0(1 - \Delta_T) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu_0(1 - \Delta_T) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где λ_0 и μ_0 – константы Ламе жесткого скелета;

$$0 < \Delta_N = \frac{(\lambda_0 + 2\mu_0)Z_N}{1 + (\lambda_0 + 2\mu_0)Z_N} < 1 \text{ и } 0 < \Delta_T = \frac{\mu_0 Z_T}{1 + \mu_0 Z_T} < 1 -$$

нормальная и касательная ослабленности неоднородной геологической среды, вызванные наличием трещин. Эти безразмерные величины представляют собой долю деформации, обусловленную “раскрытием–схлопыванием” трещин, при одноосном сжатии–растяжении вдоль и поперек оси симметрии соответственно. С помощью тензора эффективных упругих модулей могут быть найдены скорости распространения упругих волн при решении уравнения Кристоффеля [16]. Приведем наиболее характерные значения скоростей:

$$V_P^N = V_P^0 \sqrt{1 - \Delta_N}, \quad (7)$$

$$V_P^T = V_P^0 \sqrt{1 - \Delta_N(1 - 2g)}, \quad g = \left(\frac{V_S^0}{V_P^0} \right)^2.$$

$$V_{SH}^N = V_S^0 \sqrt{1 - \Delta_T}, \quad (8)$$

$$V_{SH}^T = V_S^0,$$

где V_P^0 , V_S^0 – скорости продольных и поперечных волн в однородной матрице породы; V_P^N , V_{SH}^N – скорость квазипродольных (qP) и квази- SH (qSH)-волн в направлении, перпендикулярном плоскости трещин (вдоль оси симметрии); V_P^T , V_{SH}^T – значения соответствующих сейсмических скоростей в направлении, параллельном плоскостям трещин.

Широко используемая теория эффективных сейсмоакустических сред, теория Хадсона [17], на основе

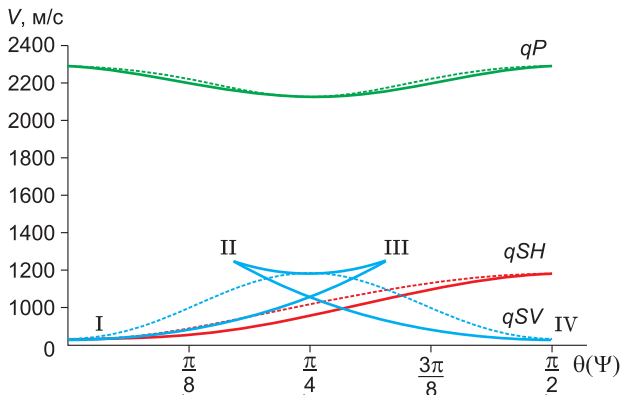


Рис. 1. Зависимость фазовых (штриховые линии) и групповых (сплошные линии) сейсмических скоростей от направления распространения.

Остальные пояснения см. в тексте.

решения задачи рассеяния длинных упругих волн на дисковидных трещинах позволяет получить явные выражения для ослабленностей флюидонасыщенной среды:

$$\Delta_N = \frac{4e}{3g(1 - g)}, \quad (9)$$

$$\Delta_T = \frac{16e}{3(3 - 2g)}, \quad (10)$$

где $e = \frac{3L_T}{4\pi d_T}$ – плотность трещин (ϕ – трещинная пористость; L_T и h_T в данном случае диаметр и толщина дисковидной трещины); $g = \frac{V_S^2}{V_P^2}$ для скоростей в од-

нородной матрице. Для заполненных водой или нефтью трещин имеем то же выражение для тангенциальной ослабленности, а $\Delta_N \rightarrow 0$. Тот же результат может быть получен из выражений (3), так как для жидкостного заполнителя $\lambda_I \approx \lambda_0$, а μ_I , так же как и в случае сухих трещин, определяется лишь контактами шероховатостей.

На рис. 1 штриховой линией изображена зависимость фазовых скоростей продольной и поперечных волновых мод от направления распространения по отношению к оси симметрии среды. Для сравнения с описанным ниже физическим экспериментом на плексигласовых моделях порово-трещиноватых горных пород свойства матрицы соответствуют пористому плексигласу (пояснения см. ниже) $\rho = 1150 \text{ кг/м}^3$, $V_S^0 = 1180 \text{ м/с}$, $V_P^0 = 2290 \text{ м/с}$; $\Delta_T = 0,5$, $\Delta_N = 0$. Видим, что в анизотропной среде существуют две различных моды поперечных волн – qSV и qSH . Они по-разному зависят от направления распространения (расщепление поперечных волн). С минимальной скоростью qSH распространяется в направлении оси симметрии, минимум для qSV лежит приблизительно под углом 45° .

Сплошные линии на рис. 1 соответствуют групповым скоростям сейсмических волн $\vec{V}_{гп}$, т. е. скоростям, с которыми в среде распространяется энергия сейсмического импульса, они отличаются от фазовых скоростей \vec{V}_ϕ направлением распространения и величиной [16]:

$$V_{гп}(\theta)^2 = V_\phi(\theta)^2 + \left(\frac{dV_\phi(\theta)}{d\theta} \right)^2, \quad (11)$$

$$\psi(\theta) = \text{arctg} \left[\frac{1}{V_\phi(\theta)} \left(\frac{dV_\phi(\theta)}{d\theta} \right) \right], \quad (12)$$

где θ – угол между фазовой скоростью и осью \vec{x}_3 ; ψ – угол между фазовой скоростью и групповой скоростью.

Видим, что для заданных эффективных параметров групповые и фазовые скорости qSH и qP практически совпадают, в то время как для qSV наблюдаются различия не только количественные, но и качественные. Подробнее этот вопрос рассмотрен далее.

Из приведенных рассуждений следует, что в горных породах с параллельными трещинами единственные микроструктурные параметры, доступные для определения из сейсмических данных, – Δ_N и Δ_T . Их конкретные значения зависят от формы трещины, свойств заполнителя. Корректность этих выводов для описания реальных геологических сред определяется тем, насколько точно она соответствует условиям (2).

ОПИСАНИЕ ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Приведем наиболее важные сведения об экспериментах. Методы конструирования физических моделей порово-трещиноватых сред и зарегистрированные в них волновые поля подробно описаны в работах [6, 7].

Физические модели представляют собой блоки плексигласовых пластин толщиной от 0,8 до 1,0 мм. Отверстия такого же диаметра, высверленные в пластине, имитируют матричную пористость. Использовался масляный заполнитель. Моделировалась вертикальная трещиноватость двух типов:

1. Между цельными пластинами (матричная пористость отсутствует) вставляли лист фольги ($h_t \approx 0,15$ мкм), в котором вырезали круглые отверстия ($\varnothing = 4$ и 8 мм) – модели с дисковыми трещинами Бд4 и Бд8.

2. На поверхности пластин с матричной пористостью $\varphi = 2\%$ лазером создавали наплывы $\varnothing \sim 5$ мм, высотой $h_t \approx 40$ мкм (Б40) и 100 мкм (Б100).

3. Пористый блок с незашлифованными поверхностями после высверливания пор характеризовался небольшой анизотропией свойств, обусловленной шероховатостью на контактах пластин с $h_t \approx 10$ мкм (Б10).

В эксперименте использовались как импульсные, так и вибрационные пьезоэлектрические источники, характерная длина волны $\lambda \sim 4$ см для продольной волны и ~ 2 см для поперечных. Регистрация сигналов проводилась “на просвет”: источник располагался на нижней грани модели, приемники – на линейных (с шагом между приемниками 5 мм) и конических профилях (с шагом проекции, образующей конусы 5°). Данные регистрировались для разных сочетаний поляризации источника и приемников (XX , YY и т. д.). Коэффициент подобия по времени модельных данных 1:4000.

Соотношения характерных пространственных масштабов физической модели и зондирующего сигнала имеют предельные значения для выполнимости неравенств (2), а значит, корректности использования исследуемого теоретического подхода. Это позволяет проверить строгость границ применимости ТППП.

Наблюдения на Б100, Б40 и Б10 проводились для двух блоков совместно, на контакте располагался источник. Это значительно усложнило наблюдаемую волновую картину. Например, на рис. 2 приведена сейсмограмма, записанная на коническом профиле,

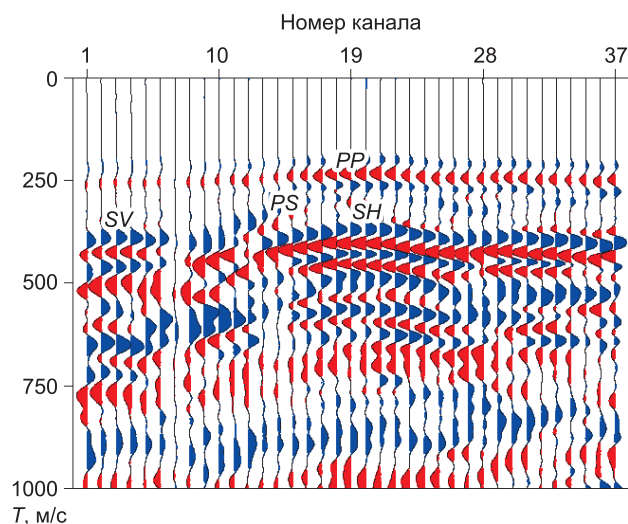


Рис. 2. Сейсмограмма ZZ конических наблюдений на модели Б100–Б10.

пересекающем контакт Б100 и Б10 – пикет № 20. Четко прослеживаются оси синфазности, соответствующие преломленным волнам типа PS , возникающим на вертикальном контакте блоков [18]. Кроме того, даже качественный анализ зависимости динамических характеристик qP -волны от направления распространения свидетельствует о затухании сейсмических волн в модели. Однако описание поглощения в трещиноватых средах лежит за рамками настоящей работы.

Первые вступления сейсмических сигналов выделяются нечетко, поэтому в дальнейшем анализе используются только формы годографов, а не абсолютные времена.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

Принимая во внимание различие характерных размеров неоднородностей, влияние на зарегистрированное волновое поле пор и трещин учитывалось отдельно. Теоретические оценки анизотропии, вызванной практически изометричной матричной пористостью $\varphi = 2\%$, пренебрежимо малы, поэтому мы рассматриваем пористый плексиглас как однородный и изотропный.

В процессе эксперимента регистрировалось время прихода цуга сейсмической волны, который распространяется со скоростью $\vec{V}_{гр}$ с углом подхода к поверхности наблюдения $(\theta + \psi)$. Поскольку фазовая и групповая скорости для qSH - и qP -волн мало отличаются, а годограф qSV имеет сложную структуру (см. рис. 1), то процедура анализа данных была следующей:

1. На сейсмограммах ZZ , YY для Б10 четко проявились qSH и qP . Это позволило получить скорости V_S^0 и V_P^0 в чисто пористой среде, а также параметры анизотропии $\Delta_T^{10} = 0,14$, $\Delta_N^{10} = 0$. На рис. 3, а, з приведены значения среднеквадратического отклонения теоретических годографов от наблюдаемых.

2. Далее для блоков Б40 и Б100 по сейсмограммам ZZ , YY необходимо было определить только параметры анизотропии: $\Delta_T^{100} = 0,67$, $\Delta_N^{100} = 0$ (см. рис. 3, б, д); $\Delta_T^{40} = 0,51$, $\Delta_N^{40} = 0$ (см. рис. 3, в, е).

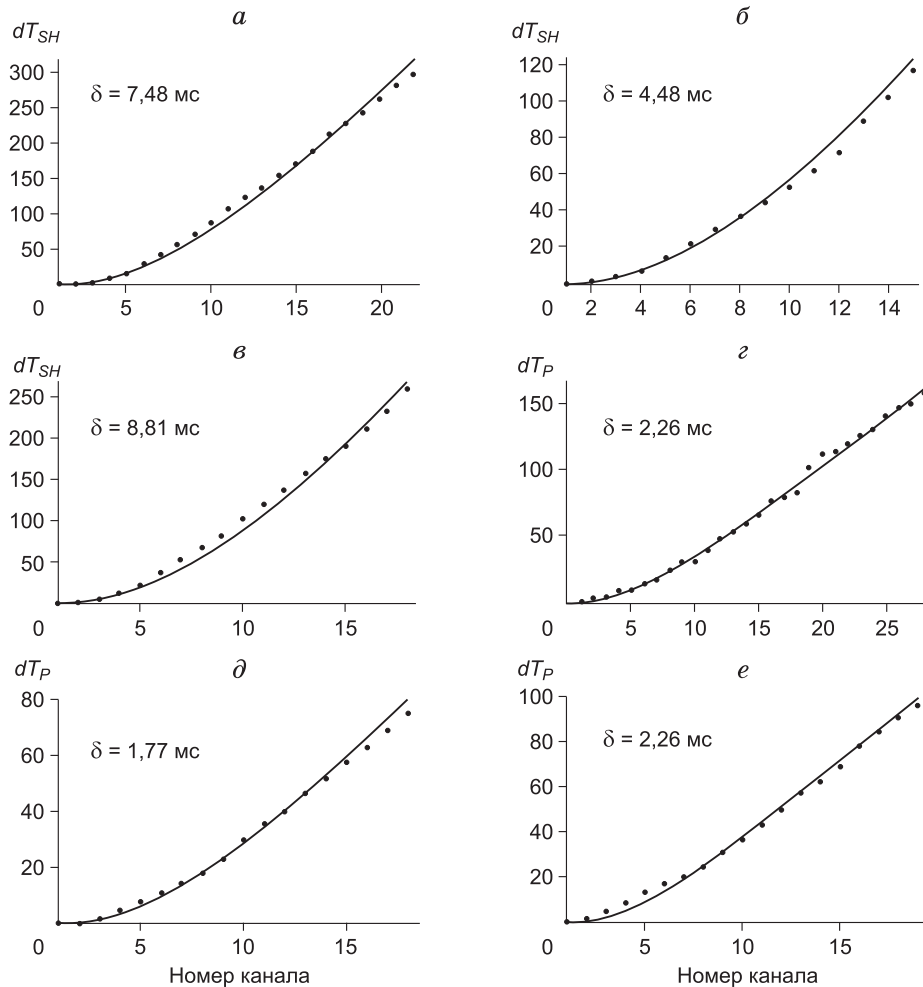


Рис. 3. Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные (точки) запаздывания по годографу: qSH (а–в); qP (з–е) в Б10, Б40, Б100 соответственно.

3. Для полученных в результате пунктов 1 и 2 эффективных параметров моделей рассчитывались теоретические годографы qSV (рис. 4).

Для Бд8 и Бд4 на основании выражений (1), (3) и (5) рассчитывались эффективные сейсмические скорости, которые затем сравнивались с наблюдаемыми.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Из рис. 1 видим, что на сейсмограммах XH для Б40 и Б100 должны наблюдаться сложные петлевые годографы qSV , интенсивность каждой из трех частей определяется диаграммой направленности источника и зависимостью поляризации каждой фазовой составляющей в зависимости от направления распространения. На импульсных сейсмограммах XH проявились только годографы, соответствующие части IV–II индикатрисы групповой скорости qSV . Удовлетворительное согласие между всеми теоретическими и экспериментальными кривыми наблюдается на сейсмограммах ZX в Б40 (рис. 5).

2. Для Бд8 и Бд4 на основании выражений (1), (3) и (5) теоретические оценки скоростей были рассчитаны явно. Поскольку толщина фольги всюду одинакова, вырезы дисковидные, то, независимо от

диаметра, скорости будут определяться суммарной площадью вырезов на листе. Этот прогноз был подтвержден экспериментально. На рис. 6 представлены сейсмограммы YU в Бд8 с 17 вырезами на слой и Бд4 – с 64. Скорость qSH -волны одинакова.

В теории Хадсона трещины аппроксимируются сплюснутыми эллипсоидами, а не дисками, поэтому итоговая ослабленность среды прямо пропорциональна аспектному отношению трещин. Плотность трещин в 2 раза больше для Бд8, в нем должно наблюдаться более заметное снижение скорости по теории Хадсона. Расхождение этой теории с экспериментами наблюдали многие авторы, например, [19].

3. Из выражений (3) видим, что при неизменной структуре шероховатых поверхностей (μ_I не зависит от характерной апертуры трещины) η_T и $\eta_N \sim h_T$. Этот факт подтвержден экспериментально (рис. 7). Для того чтобы избавиться от множителя, определяющего наклон кривых $\eta_T(h_T)$, все кривые на рис. 7 обезразмерены на величину η_T^{100} .

4. Для трещин всех типов и размеров получено $\Delta_T \neq 0$ и $\Delta_N \rightarrow 0$, $\Delta_N \rightarrow 0$, что подтверждает правомерность использования этого признака для определения типа насыщения по данным сейсморазведки.

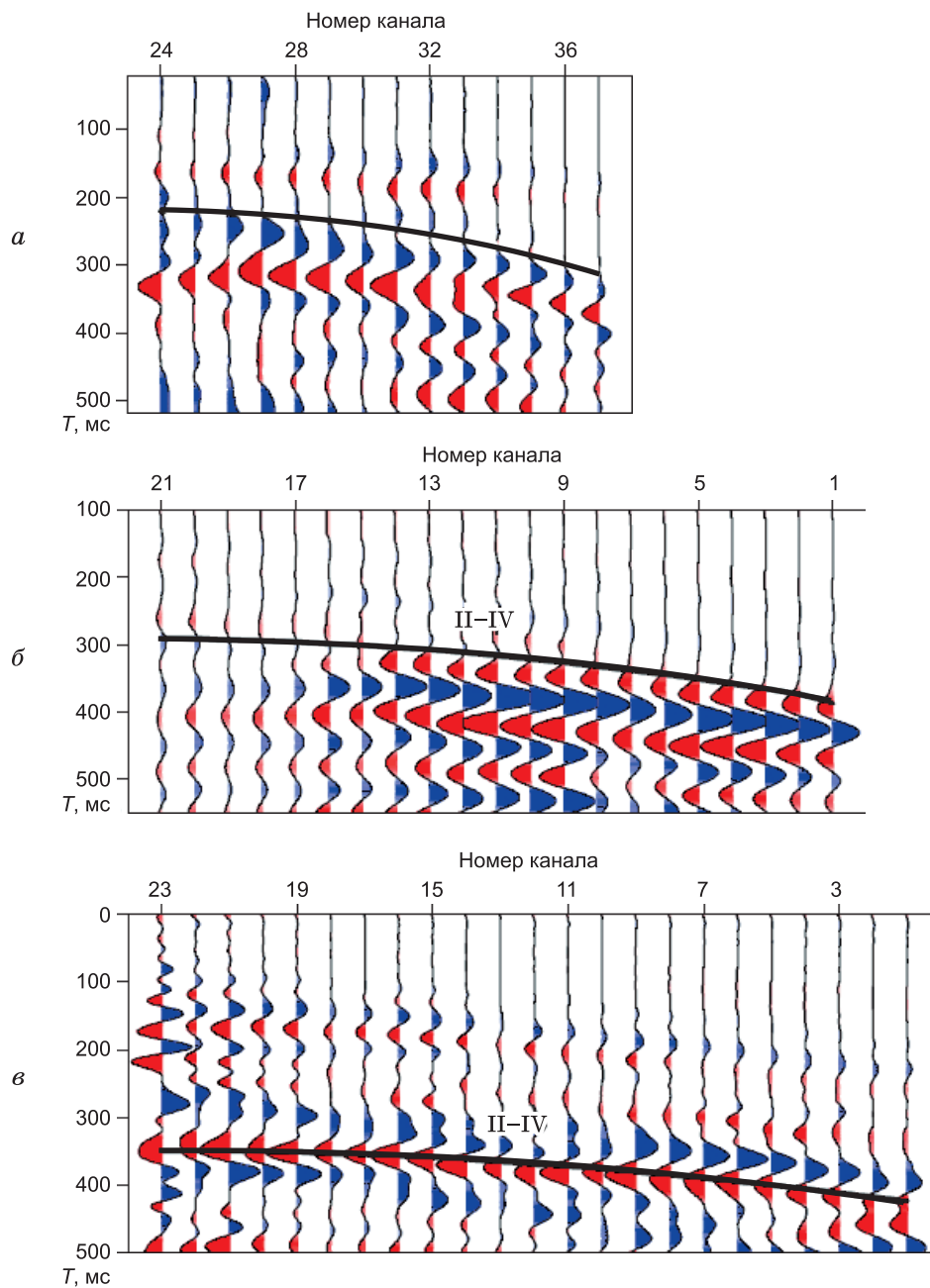


Рис. 4. Теоретические годографы qSV -волны на импульсных сейсмограммах ZX в Б10 (а), Б40 (б), вибрационный источник Б100 (в).

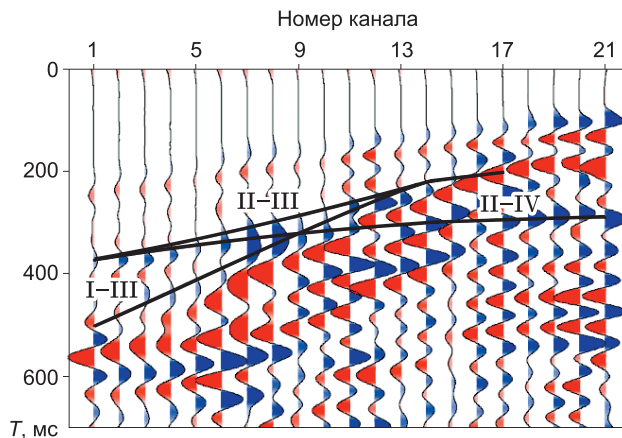


Рис. 5. Сейсмограмма ZX и теоретический годограф qSV для Б40.

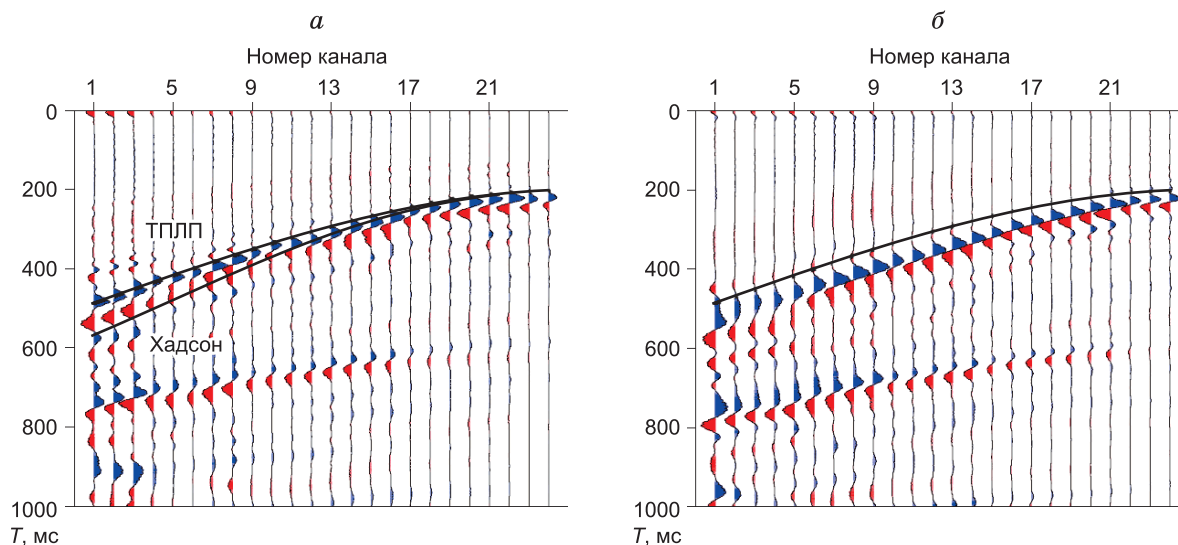


Рис. 6. Сейсмограммы $Y\bar{Y}$ в блоках Бд8 (а) и Бд4 (б).

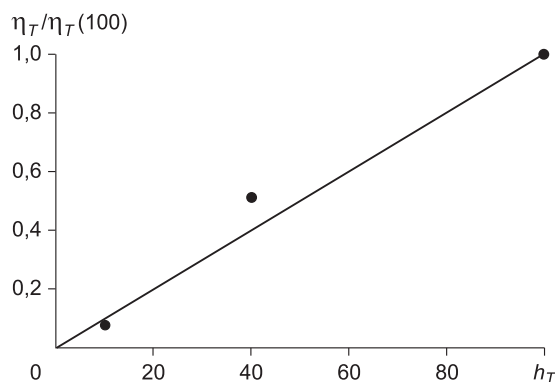


Рис. 7. Зависимость удельной податливости трещин от раскрытия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что подход, основанный на ТПЛП, применим для описания реальных порово-трещиноватых сред с параметрами внутренней микроструктуры, лежащих в большом диапазоне значений. Получено удовлетворительное совпадение теоретических оценок как для протяженных шероховатых поверхностей разрыва, так и для дисковидных трещин.

Важно отметить, что сильнотрещиноватые среды могут характеризоваться значительной анизотропией сейсмических свойств. В этом случае теоретические оценки кинематических характеристик сейсмических сигналов необходимо вычислять на основе выражений для групповых скоростей.

Другой важный результат – значительное расхождение теории Хадсона с экспериментом. Этот результат совпадает с данными других авторов [18].

Литература

1. Ампилов Ю.П. Сейсмическая интерпретация: опыт и проблемы. М.: Геоинформмарк, 2004. 278 с.
2. Mavko G., Mukerji T., Dvorkin J. The Rock Physics Handbook. Cambridge University Press. 2003.
3. Schoenberg M. Elastic wave behavior across linear slip interfaces // The J. Acous. Soc. Amer. 1980. V. 68 (5). P. 1516–1521.
4. Bakulin A., Grechka V., Tsvankin I. Estimation of fracture parameters from reflection seismic data – Part I: HTI model due to a single fracture set // Geophysics. 2000. V. 65. P. 1788–1802.
5. Helbig K., Thomsen L. 75 years of anisotropy in exploration and reservoir seismics: A historical review of concepts and methods // Geophysics. 2005. V. 70. P. 9D–23D
6. Караев Н.А., Козлов Е.А., Караев Г.Н., Лукашин Ю.П., Прокаптор О.М., Семенов В.П. Физическое моделирование трещиноватых сред // Технологии сейсморазведки. 2008. № 3. С. 64–73.
7. Караев Н.А., Караев Г.Н., Лукашин Ю.П., Прокаптор О.М. Физическое моделирование порово-трещинных объектов с возможностью тестирования сейсмических технологий // Технологии сейсморазведки. 2010. № 3. С. 96–105.
8. Arfken W.B., Weber H.J., Harris F. Mathematical methods for physicists // A Comprehensive Guide, 6th edition. Elsevier Publishing. 2005.
9. Pyrak-Nolte L.J., Myer L.R., Cook N.G.W. Anisotropy in seismic velocities and amplitudes from multiple parallel fractures // J. Geophys. Res. 1990. V. 95, N B7. P. 11345–1358.

10. **Pyrak-Nolte L.J., Myer L.R., Cook N.G.W.** Transmission of seismic waves across single natural fractures // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95, N B6. P. 1817–8638.
11. **Schoenberg M.** Reflection of elastic waves from periodically stratified media with interfacial slip // *Geophys. Prospect.* 1983. V. 31, N 2. P. 265–292.
12. **Schoenberg M., Sayers C.M.** Seismic anisotropy of fractured rocks // *Geophysics.* 1995. V. 60, N 1. P. 204–211.
13. **Kachanov M.** Effective. Elastic properties of cracked solids: Critical review of some basic concepts // *Appl. Mech. Rev.* 1992. V. 45 (8). P. 304–335.
14. **Eshelby J.D.** The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems // *Proc. Roy. Soc. London.* 1957. V. A241. P. 376–396.
15. **Глубоковских С.М.** Оценка эффективных сейсмоакустических характеристик порово-трещиноватых геологических сред. Длинноволновое приближение // *Геофизика.* 2012. № 1. (В печати).
16. **Auld B.A.** Acoustic fields and waves in solids. N.Y.: John Wiley & Sons, 1973.
17. **Hudson J.A.** Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1981. V. 64. P. 133–150.
18. **Берзон И.С.** Сейсморазведка тонкослоистых сред. М.: Наука, 1976. 218 с.
19. **Peacock S., McCann C., Sothcott J., Astin T.R.** Seismic velocities in fractured rocks: an experimental verification of Hudson's theory // *Geophys. Prospect.* 1994. V. 42 (1). P. 27–80.

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

Все авторы работают в ФГУП ГНЦ РФ ВНИИгеосистем.

ГЛУБОКОВСКИХ Станислав Михайлович – младший научный сотрудник лаборатории математического моделирования геофизических полей, аспирант 3-го года обучения кафедры общей и прикладной геофизики Университета “Дубна”.

E-mail: stas.glubokovskikh@gmail.com

КАПЛАН Самуил Абрамович – кандидат технических наук, заведующий лабораторией сейсмических технологий.

РОК Владимир Ефимович – доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией математического моделирования геофизических полей.

ТИТОВА Юлия Александровна – младший научный сотрудник лаборатории сейсмических технологий.