

ХАРАКТЕР ПОГЛОЩЕНИЯ ВОЛНЫ СТОУНЛИ В МНОГОСЛОЙНЫХ СРЕДАХ И ОСОБЕННОСТИ СКВАЖИННОЙ ТЕХНОЛОГИИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОНИЦАЕМОСТИ

А.В. Синева, М.Ю. Подбережный

Компания «Бейкер Хьюз», 630128, Новосибирск, ул. Кутателадзе, 4а, Россия

Цель исследования — повысить достоверность определения акустических параметров слоистой проницаемой формации с помощью нового программного комплекса двумерного численного моделирования акустических волн, распространяющихся в скважине, на основе уравнений двухскоростного континуума. Основным методом, используемым в данной работе, является метод конечных разностей применительно к решению уравнений континуальной теории фильтрации. В результате установлены особенности диссипативных характеристик волн Стоунли при их распространении в многослойной формации. Данные особенности следует учитывать в методах оценки проницаемости геологических сред на основе использования волн Стоунли.

Двухскоростной континуум, 2D моделирование акустических волн, волна Стоунли, проницаемость.

ABSORPTION OF A STONELEY WAVE IN MULTILAYERED MEDIA AND THE LOGGING METHOD FOR ESTIMATING PERMEABILITY

A.V. Sinev and M.Yu. Podberzhnyi

The aim of the study is to increase the reliability of estimation of the acoustic parameters of a layered permeable formation using a new software, based on two-velocity continuum equations for 2D numerical simulation of acoustic waves propagating in a borehole. The key method is the method of finite differences as applied to solving equations of the continuum filtration theory. The dissipative characteristics of Stoneley waves have been identified for the case of their propagation in a layered formation. These aspects should be taken into account when using Stoneley waves to estimate the permeability of geologic media.

Two-velocity continuum, 2D simulation of acoustic waves, Stoneley wave, permeability

ВВЕДЕНИЕ

В настоящий момент можно выделить две технологические схемы измерения проницаемости, построенные на основе свойств волн Стоунли: схема, использующая зависимость скорости волны Стоунли V_{St} от проницаемости, и схема, учитывающая наряду со скоростью характерный масштаб ее поглощения. Для оценки проницаемости, по первой схеме, применяется разность рассчитанных и измеренных значений V_{St} . Скорость является более стабильным параметром для решения задачи о проницаемости формации, чем затухание амплитуды волны, так как слабее зависит от неоднородностей стенок скважины. Однако чувствительность скорости к проницаемости мала — изменение проницаемости на порядок приводит к изменению скорости на единицы процентов. Более того, зависимость скорости волны Стоунли от литологии формации более сильная, чем от ее проницаемости. Важно отметить, в первом случае измеряется не абсолютная акустическая проницаемость, а индекс проницаемости, который затем нормируется на величину проницаемости, определенную по керну, т.е. метод определения проницаемости не является прямым.

В 2010 г. был разработан метод определения абсолютного значения проницаемости формации, имеющей большую чувствительность, чем с использованием скорости волны Стоунли [Доровский и др., 2010]. В основу технологической идеи данного скважинного измерения проницаемости ставится зависимость длины поглощения волны Стоунли от проницаемости [Cheng et al., 1981; Winkler et al., 1989]. Уменьшение амплитуды волны Стоунли в направлении ее распространения обуславливается исключительно гидродинамическим движением жидкости из скважины в поры породы и обратно. Физически это связано с генерацией в пористой среде продольных волн II рода c_{p2} (аналог медленной волны Био) [Biot, 1956; Plona, 1980] и ее диссипацией за счет трения жидкости о стенки поровых каналов в окрестности границы раздела скважины и прилегающей к ней формации. Значение проницаемости, определяемое данным методом, соответствует проницаемостям керна, измеренных с помощью неполярных флюидов [Доровский и др., 2010]. Однако измерение проницаемости данным методом в многослойных средах имеет характерные особенности, которые следует учитывать с целью правильной интерпретации дан-

ных каротажа. Кроме того, при определении проницаемости использовалось аналитическое решение однородной цилиндрически-симметричной задачи распространения волны Стоунли в скважине [Доровский и др., 2011]. Цель настоящего исследования — повысить достоверность определения акустических параметров слоистой проницаемой формации, применяя новый двумерный программный комплекс для моделирования акустических волновых возмущений, распространяющихся в скважине, а также разработать алгоритм интерпретации данных акустического каротажа с использованием особенностей диссипативных характеристик волн Стоунли в многослойной двумерной формации.

ДВУМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН СТОУНЛИ В УСЛОВИЯХ РЕАЛЬНОЙ СКВАЖИНЫ

В условиях однородной пористой среды поверхностная волна Стоунли затухает согласно экспоненциальному закону $A(z) = A_0 \cdot \exp(-z/L)$, где $A(z)$ — спектральная амплитуда волны Стоунли на удалении z от источника, A_0 — спектральная амплитуда в области источника, L — длина поглощения. Технология определения проницаемости, описанная в работе [Доровский и др., 2010], использует диссипативные характеристики волны Стоунли в многослойных конструкциях, предполагая, что границы раздела слоев являются независимыми источниками данной поверхностной волны, а закон поглощения при этом на каждом слое повторяет закон затухания $A(z) = A_0 \cdot \exp(-z/L)$ в однородной среде. При этом проницаемость каждого слоя определяется по аналитическому решению задачи в однородной среде. Предполагаемый факт позволил правильно согласовать теоретические расчеты проницаемости с экспериментальными измерениями проницаемости формаций, в том числе и в формациях с низкой проницаемостью. Полученные результаты были положены в основу развитой технологической схемы скважинного измерения проницаемости [Dorovsky et al., 2010]. С физической точки зрения факт экспоненциального затухания волны Стоунли на каждом слое далеко не очевиден и требует дополнительного численного исследования двухскоростной акустики многослойной модели, а также указания физических параметров, ограничивающих исходное предположение. Авторы отдают себе отчет, что в общем случае (на сильном контрасте физических параметров слоев) предлагаемая технология не учитывает все многообразие влияний, которые может оказать граница раздела двух пористых сред. Для исследования всех физических ограничений, обусловленных многослойностью геологической формации, проведен численный расчет волновых акустических полей в трехслойной цилиндрической модели со скважиной. В центр скважины помещается металлический цилиндр, имитирующий акустический зонд (рис. 1).

Радиус зонда равен r_t , радиус скважины — r_b , пористая среда не ограничена по осям r и z . На поверхности зонда на некотором удалении от источника находятся приемники, регистрирующие изменение давления в упругой волне.

Решается осесимметричная задача, которая была поставлена в работе [Синев и др., 2012]. Для моделирования акустических волновых полей используются уравнения:

— в скважинной жидкости

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p}{\rho_{00}} \right) = 0, \quad \frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p}{\rho_{00}} \right) = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (c^2 v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (c^2 v_z) = -\frac{c^2 v_r}{r},$$

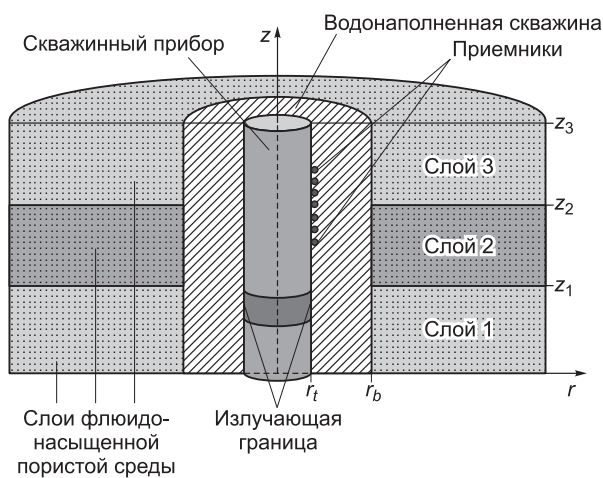


Рис. 1. Физическая модель.

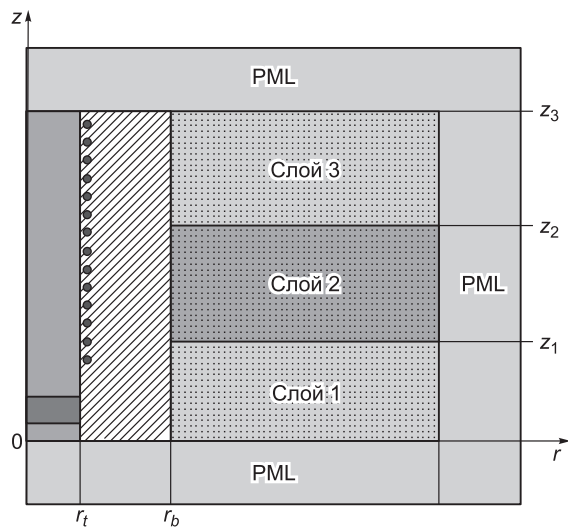


Рис. 2. Расчетная модель.

где p — возмущение давления в жидкости, ρ_{00} — плотность жидкости, v_r, v_z — компоненты скорости движения жидкости, c — скорость звука в жидкости, r — радиальная координата точки;
— в металлическом зонде (уравнения линейной теории упругости)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_T w_r) - \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} - \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} &= \frac{2\mu(\epsilon_{rr} - \epsilon_{\varphi\varphi})}{r}, & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_T w_z) - \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} - \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} &= \frac{2\mu\epsilon_{rz}}{r}, \\ \frac{\partial \epsilon_{rr}}{\partial t} - \frac{\partial w_r}{\partial r} &= 0, & \frac{\partial \epsilon_{zz}}{\partial t} - \frac{\partial w_z}{\partial z} &= 0, & \frac{\partial \epsilon_{rz}}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial w_r}{\partial r} - \frac{1}{2} \frac{\partial w_z}{\partial z} &= 0, & \frac{\partial \epsilon_{\varphi\varphi}}{\partial t} &= \frac{w_r}{r}, \end{aligned}$$

где w_r, w_z — компоненты скорости смещения среды; ρ_T — плотность среды, $\epsilon_{rr}, \epsilon_{\varphi\varphi}, \epsilon_{zz}, \epsilon_{rz}$ — тензор деформаций, $\sigma_{rr}, \sigma_{zz}, \sigma_{rz}$ — тензор напряжений, линейно связанный с тензором деформаций $\sigma_{rr} = \lambda(\epsilon_{rr} + \epsilon_{\varphi\varphi} + \epsilon_{zz}) + 2\mu\epsilon_{rr}$, $\sigma_{zz} = \lambda(\epsilon_{rr} + \epsilon_{\varphi\varphi} + \epsilon_{zz}) + 2\mu\epsilon_{zz}$, $\sigma_{rz} = 2\mu\epsilon_{rz}$, λ, μ — коэффициенты Ламе, связанные с продольными c_p и поперечными c_s скоростями формулами $\lambda = \rho_T(c_p^2 - 2c_s^2)$, $\mu = \rho_T c_s^2$;
— во флюидонасыщенной пористой среде (в каждом слое уравнения двухскоростного континуума)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_s u_r + \rho_l v_r) + \frac{\partial}{\partial r}(p + h_{rr}) + \frac{\partial h_{rz}}{\partial z} &= -\frac{h_{rr} - h_{\varphi\varphi}}{r}, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho_s u_z + \rho_l v_z) + \frac{\partial h_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z}(p + h_{zz}) &= -\frac{h_{rz}}{r}, \\ \frac{\partial}{\partial t}\rho_s(u_r - v_r) + \frac{\partial h_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial h_{rz}}{\partial z} &= -\frac{h_{rr} - h_{\varphi\varphi}}{r} - \rho_0 \rho_l \chi(u_r - v_r), \\ \frac{\partial}{\partial t}\rho_s(u_z - v_z) + \frac{\partial h_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial h_{zz}}{\partial z} &= -\frac{h_{rz}}{r} - \rho_0 \rho_l \chi(u_z - v_z), \\ \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\rho_s u_r + \rho_l v_r}{\rho_0}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho_s u_z + \rho_l v_z}{\rho_0}\right) &= -\frac{\rho_s u_r + \rho_l v_r}{(\rho_0 r)}, \\ \frac{\partial \epsilon_{rr}}{\partial t} - \frac{\partial u_r}{\partial r} &= 0, & \frac{\partial \epsilon_{zz}}{\partial t} - \frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \epsilon_{rz}}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{1}{2} \frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0, & \frac{\partial \epsilon_{\varphi\varphi}}{\partial t} &= \frac{u_r}{r}, \end{aligned}$$

где u_r, u_z — компоненты скорости смещения упругого скелета, v_r, v_z — компоненты скорости смещения насыщающей жидкости; ρ_s, ρ_l — парциальные плотности упругого скелета и насыщающей жидкости, ρ_s^f, ρ_l^f — массовые плотности упругого скелета и насыщающей жидкости, φ — пористость; $\rho_0 = \rho_s + \rho_l$ — плотность пористой среды, ρ — колебание плотности пористой среды; $\chi = \eta/\rho_l \rho_0 K_p$ — коэффициент межфазного трения, η — динамическая вязкость жидкости, K_p — проницаемость пористой среды; $h_{rr}, h_{\varphi\varphi}, h_{zz}, h_{rz}$ — тензор напряжений. Плотность и тензор деформаций связаны с давлением и тензором напряжений формулами

$$\begin{aligned} p &= K(\epsilon_{rr} + \epsilon_{\varphi\varphi} + \epsilon_{zz}) + (K + \gamma) \frac{\rho}{\rho_0}, \\ h_{rr} &= -\lambda(\epsilon_{rr} + \epsilon_{\varphi\varphi} + \epsilon_{zz}) - 2\mu\epsilon_{rr} - K \frac{\rho}{\rho_0}, \\ h_{\varphi\varphi} &= -\lambda(\epsilon_{rr} + \epsilon_{\varphi\varphi} + \epsilon_{zz}) - 2\mu\epsilon_{\varphi\varphi} - K \frac{\rho}{\rho_0}, \\ h_{zz} &= -\lambda(\epsilon_{rr} + \epsilon_{\varphi\varphi} + \epsilon_{zz}) - 2\mu\epsilon_{zz} - K \frac{\rho}{\rho_0}, \\ h_{rz} &= -2\mu\epsilon_{rz}. \end{aligned}$$

K, λ, μ, γ — упругие модули среды, связанные со скоростью c_{p1}, c_{p2} продольных волн и поперечных волн c_s ($c_{p2} < c_s < c_{p1}$) формулами

$$K = \frac{\rho_0 \rho_s}{2\rho_l} \left(c_{p1}^2 + c_{p2}^2 - \frac{8}{3} c_s^2 - \sqrt{(c_{p1}^2 - c_{p2}^2)^2 - \frac{64}{9} \frac{\rho_s \rho_l}{\rho_0^2} c_s^4} \right),$$

$$\mu = \rho_s c_s^2, \quad \gamma = \rho_0 \left(c_{p1}^2 + c_{p2}^2 - \frac{4}{3} c_s^2 \right) - \frac{\rho_0}{\rho_s} K, \quad \lambda = K - \frac{2}{3} \mu.$$

Плотности и упругие модули для различных геологических слоев разные. Модель радиально симметрична относительно оси z (рис. 2). Для имитации «бесконечности» сверху и снизу по оси z , а также по радиусу используется PML-конструкция (Perfectly Matched Layer).

В расчетной модели используются граничные условия:

— ось скважины $w_r = 0, \sigma_{rz} = 0$;

— неизлучающая граница прибор—жидкость $p = -\sigma_{rr}, u_r = v_r, \sigma_{rz} = 0$;

— излучающая граница прибор—жидкость $p = p(t)$ — заданная функция, $p = -\sigma_{rr}, \sigma_{rz} = 0$;

— граница жидкость—насыщенная пористая среда $v_r^{liquid} = \phi v_r^{porous} + (1 - \phi) u_r, p^{liquid} / \rho_{00} =$

$$= p^{porous} / \rho_0, p^{liquid} = p^{porous} + h_{rr}, h_{rz} = 0;$$

— внешняя граница модели (внешняя граница PML по r):

$$u_r = v_r, p / \rho_0 + h_{rr} / \rho_s = 0, h_{rz} = 0;$$

— верхняя и нижняя границы модели (внешние границы PML по z)

$$u_z = v_z, p / \rho_0 + h_{zz} / \rho_s = 0, h_{rz} = 0;$$

— граница между двумя слоями насыщенной пористой среды (слой 1—слой 2):

$$\Phi^1 (v_z^1 - u_z^1) = \Phi^2 (v_z^2 - u_z^2), u_z^1 = u_z^2, p^1 + h_{zz}^1 = p^2 + h_{zz}^2,$$

$$h_{rz}^1 = h_{rz}^2, u_r^1 = u_r^2, \frac{\rho_s^1}{\rho_0} p + h_{zz}^1 = \frac{\rho_s^2}{\rho_0} p + h_{zz}^2.$$

Для численного решения приведенных уравнений использовался метод WENO/Рунге—Кутта 5-го порядка точности по пространству и 4-го порядка точности по времени [Того, 2009]. Физические параметры трехслойной модели общие для всех описанных ниже расчетов представлены в табл. 1.

Технология численных расчетов состояла из следующих шагов.

1. Используя созданный авторами численный алгоритм расчета двухскоростного акустического поля для слоистых пористых сред, для каждого приемника рассчитываем зависимость изменения давления от времени $P_k = P_k(t)$ (k — номер приемника).

2. С помощью преобразования Фурье для каждого приемника находится зависимость спектральной амплитуды от частоты $A_k(\omega) = \left| \int_0^T p_k(t) e^{-i\omega t} dt \right|$ (T — длина трассы, ω — частота).

3. Для каждого слоя находим частоту $\omega' = \arg \max_{\omega} \left(\sum_{k \in K} A_k(\omega) \right)$, где K — это множество приемников, располагающихся в приборе напротив данного слоя (во всех экспериментах, описанных в настоящей статье, $\omega' = 2$ кГц).

4. Для каждого приемника находим значение нормализованной спектральной амплитуды $A_k^N = A_k^N(\omega') = A_k(\omega') / \max_k A_k(\omega')$.

5. Строим график функции $A^N(z)$, полагая $A^N(z_k) = A_k^N$, где z_k — z -координата k -го приемника.

6. На каждом слое, используя метод наименьших квадратов, аппроксимируем зависимость $A^N(z)$ функцией $f(z) = A_0 e^{-\frac{z}{L}}$, откуда находим L — длину затухания волны Стоунли для данного слоя.

Сравнивая значение длины затухания со значением, полученным аналитически, находим относительную ошибку.

Результат численного расчета волновых полей в трехслойной модели с использованием параметров реальных слоев представлен на рис. 3. Физические характеристики слоев приведены в табл. 2. Данные характеристики соответствуют значениям параметров слоев реальной скважины.

Таким образом, предположение о том, что на каждом слое волна Стоунли будет затухать по экспоненциальному закону, подтвердилось. Каждому слою соответствует свой показатель экспоненты. Следовательно, существует возможность разделения околоскважинной пористой среды на слои по длине затухания.

Таблица 1. Значения параметров, общих для всех численных экспериментов

Параметр	Единица измерения	Значение
Пористая среда		
Плотность насыщающей жидкости, ρ_f^f	г/см ³	1
Вязкость насыщающей жидкости, η	П	0.0105
Жидкость в скважине		
Плотность жидкости, ρ_{00}	г/см ³	1
Скорость звука, c	см/с	$1.5 \cdot 10^5$
Прибор		
Плотность металла, ρ_T	г/см ³	9
Скорость продольных звуковых волн, c_P	см/с	$8 \cdot 10^5$
Скорость поперечных звуковых волн, c_S	»	$4 \cdot 10^5$
Геометрия и источник		
Радиус прибора, r_t	см	5
Радиус скважины, r_b	»	11.5
Количество слоев	—	3
Мощность слоя 1	см	280
Мощность слоя 2	»	100
Мощность слоя 3	»	100
Нижняя z-координата излучающей границы, z_s^1	»	20
Верхняя z-координата излучающей границы, z_s^2	»	30
z-координата нижнего приемника, z_{rec}^1	»	185
z-координата верхнего приемника, z_{rec}^N	»	475
Расстояние между приемниками, Δz_{rec}	»	10
Тип сигнала на излучающей границе	—	Импульс Риккера
Частота сигнала, f	кГц	2

Таблица 2. Параметры слоев реальной скважины

Параметр	Единица измерения	Слой 1	Слой 2	Слой 3
Скорость продольных акустических волн, c_{p1}	см/с	$3.6 \cdot 10^5$	$3.45 \cdot 10^5$	$3.35 \cdot 10^5$
Скорость продольных волн II рода, c_{p2}	»	$0.7 \cdot 10^5$	$0.7 \cdot 10^5$	$0.7 \cdot 10^5$
Скорость поперечных волн, c_S	»	$2.2 \cdot 10^5$	$2.03 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$
Плотность твердой матрицы, ρ_s^f	г/см ³	2.882	2.882	2.882
Проницаемость, K_p	мД	10	90	50
Пористость, ϕ	—	0.18	0.18	0.2

Таблица 3. Сравнение полученных численно длин затухания волны Стоунли с длинами, полученными аналитически

Номер слоя	Значение длины затухания, м		Относительная ошибка, %
	аналитическое	численное	
1	27.18	29.17	7.32
2	9.24	9.15	0.97
3	11.45	11.50	0.44

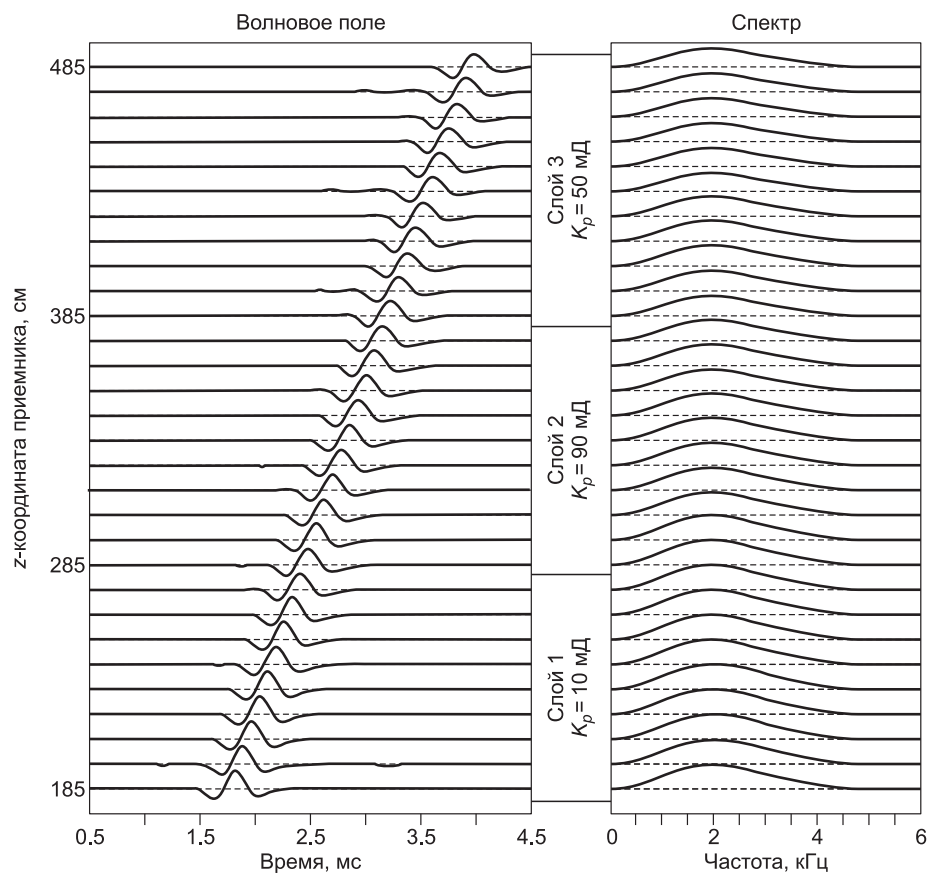


Рис. 3. Волновое поле и спектры волны Стоунли, распространяющейся в трехслойной модели.

хания волны Стоунли. Кроме того, длина затухания по результатам решения двумерной задачи с хорошей точностью (относительная ошибка менее 10 %) совпадает с аналитическим решением (табл. 3).

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕР ЗАТУХАНИЯ ВОЛНЫ СТОУНЛИ

Выше был установлен экспоненциальный характер затухания волны Стоунли в каждом слое многослойной пористой формации. Однако границы раздела сред тем не менее вносят характерную особенность (зону влияния) в экспоненциальный закон затухания волны. Для того чтобы выяснить, изменение каких физических параметров наиболее сильно изменяет экспоненциальный закон затухания волны, использовалась модель, состоящая из трех слоев мощностью 280, 100 и 100 см. В серии численных экспериментов физические параметры низкопроницаемых слоев 1 и 3 принимались одинаковыми. Для каждого расчета акустических волновых полей слой 2 отличался от 1-го и 3-го лишь одним из параметров: пористостью ϕ , проницаемостью K_p , скоростью двух продольных волн c_{p1} , c_{p2} , скоростью поперечных волн c_s . Изменение плотности твердой матрицы ρ_s^f не исследуется, так как ее уменьшение эквивалентно увеличению пористости (оба этих изменения уменьшают общую плотность пористой среды). Технология численного эксперимента аналогична описанной выше. Результаты представлены в табл. 4 и на рис. 5. Параметры слоев 1 и 3 соответствуют известнякам, слоя 2 — песчаникам.

Можно сделать вывод, что длину затухания на каждом слое, используя решение одномерной задачи, можно измерить с хорошей точностью (ошибка порядка 10 %). Скачки значений скоростей продольных волн на границе сред не приводят к существенным изменениям амплитуды волны Стоунли при переходе через данные границы. Амплитуда волны Стоунли чувствительна к изменениям пористости и проницаемости и существует возможность разделять слои с соответствующими параметрами по длине затухания волны Стоунли. Существенный скачок амплитуды волны Стоунли наблюдается при изменении значения скорости поперечной волны, распространяющейся в пористой формации, окружающей скважину (см. рис. 5). Это обусловлено интерференцией падающих и отраженных волн различных ти-

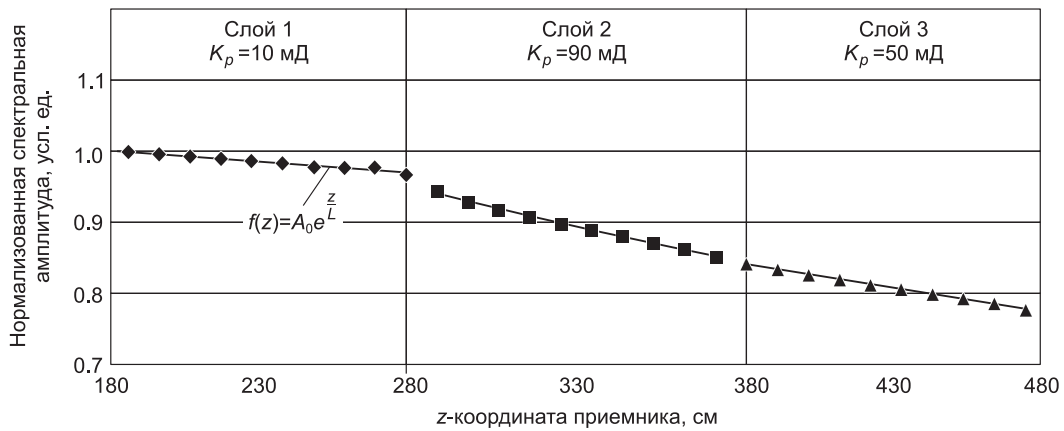


Рис. 4. Зависимость нормализованной спектральной амплитуды волны Стоунли от z -координаты приемника и аппроксимация данной зависимости экспонентами.

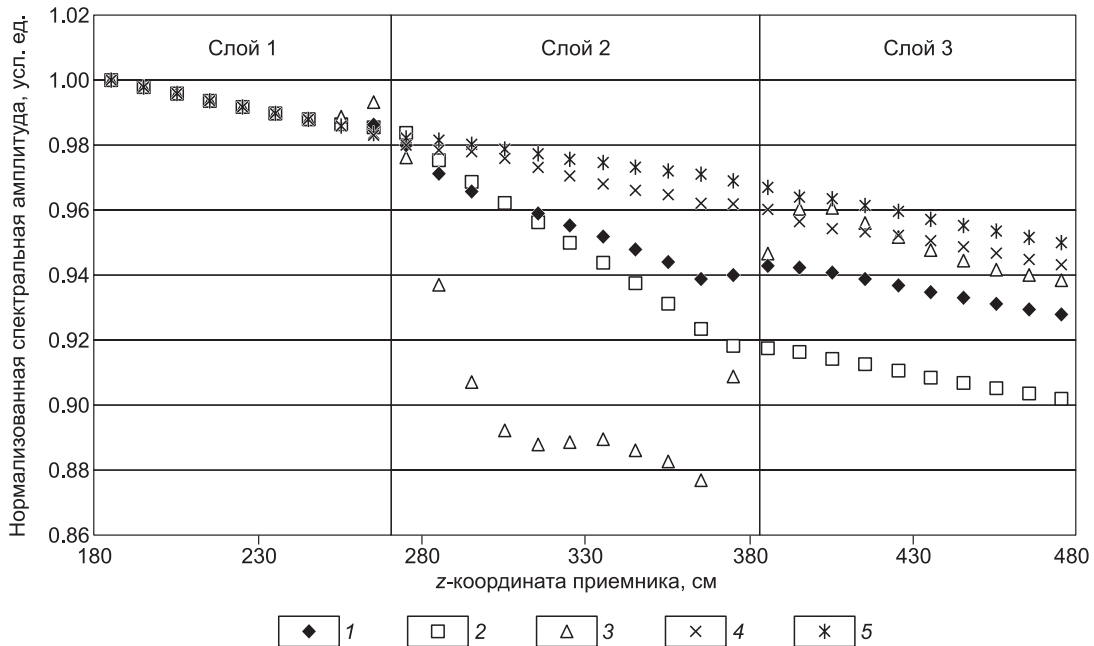


Рис. 5. Изменение амплитуды волны Стоунли при вариации параметров пористой среды.

1—5 — изменение параметра в слое 2: 1 — скачок пористости; 2 — скачок проницаемости; 3, 4 — скачок скорости поперечной и продольной волн соответственно; 5 — скачок скорости продольной волны II рода.

пов. В связи с этим определение длины затухания волны Стоунли в слое 2 затруднительно, а в слое 3 выход на аналитическое значение длины затухания происходит только в 60 см от границы раздела слоев. Разделить между собой слои, используя только волны Стоунли, затруднительно. Необходима априорная информация и данные, полученные с помощью других типов акустических волн. Эти факты должны учитываться при проведении обработки и анализе данных акустического каротажа. Возникает вопрос, каким образом, даже при изменении значений скоростей, можно оценить длину затухания и разделить формацию на слои с большей точностью? Иными словами, какие параметры слоистой пористой среды благотворно влияют на оценку длины затухания волны Стоунли (и, как следствие, проницаемости) и позволяют выделить слои по затуханию амплитуд волн Стоунли?

Таблица 4. Исходные данные численного эксперимента для изучения влияния изменения параметров пористой среды на длину затухания волны Стоунли

Параметр	Единица измерения	Общие параметры слоев	Изменяющийся параметр слоя 2
Скорость продольных акустических волн, c_{p1}	см/с	$4.6 \cdot 10^5$	$3.75 \cdot 10^5$
Скорость продольных волн II рода, c_{p2}	»	$0.7 \cdot 10^5$	$1.0 \cdot 10^5$
Скорость поперечных волн, c_S	»	$2.5 \cdot 10^5$	$1.8 \cdot 10^5$
Плотность твердой матрицы, ρ_s^f	г/см ³	2.7	—
Проницаемость, K_p	мД	10	100
Пористость, ϕ	—	0.1	0.2

Таблица 5. Влияние изменения одного из параметров слоя 2 на определение длины затухания волны Стоунли в слоях 1—3

Изменяемый параметр	Аналитическое значение длины затухания, м	Численное значение длины затухания, м	Относительная ошибка, %
Слой 1			
c_{p1}	49.17	48.78	0.79
c_{p2}		50.76	3.22
c_S		54.64	11.13
ρ_s^f		55.25	12.36
K_p		55.25	12.36
ϕ		50.76	3.24
Слой 2			
c_{p1}	45.90	46.95	2.28
c_{p2}	69.86	72.46	3.73
c_S	59.67	28.82	51.70
ρ_s^f	41.87	42.55	1.63
K_p	15.14	14.84	2.00
ϕ	25.95	26.39	1.68
Слой 3			
c_{p1}	49.17	54.05	9.93
c_{p2}		50.76	3.22
c_S		45.05	8.39
ρ_s^f		49.75	1.18
K_p		51.02	3.76
ϕ		52.63	7.04

Предлагается три таких параметра.

1. **Величина перепада скоростей поперечных волн.** На рис. 6 представлены изменения амплитуд волны Стоунли в зависимости от координаты расположения приемника для различных значений скачка скорости поперечной волны на границе слоев. Скорость поперечной волны c_S в слоях 1 и 3 равна $2.5 \cdot 10^5$ см/с, в слое 2 принимает значения $1.8 \cdot 10^5$, $2.3 \cdot 10^5$, $2.4 \cdot 10^5$ см/с. Видно, что чем меньше перепад, тем меньше помехи от границ и тем точнее можно выделить границу слоев и произвести оценки длины затухания волны Стоунли в каждом слое.

2. **Толщина слоя.** Чем толще слой, тем более слабыми в его средней части будут возмущения, которые привносят в закон затухания границы слоев. Следовательно, в средней части слоя возможно измерить длину затухания волны Стоунли с хорошей точностью (ошибка менее 10 %). Наглядная картина затухания амплитуды волны Стоунли в слое мощностью 300 см представлена на рис. 7. Слой 2 отличается от 1-го и 3-го значением скорости поперечной волны ($c_S = 1.8 \cdot 10^5$ см/с для слоя 2, $c_S = 2.5 \cdot 10^5$ см/с

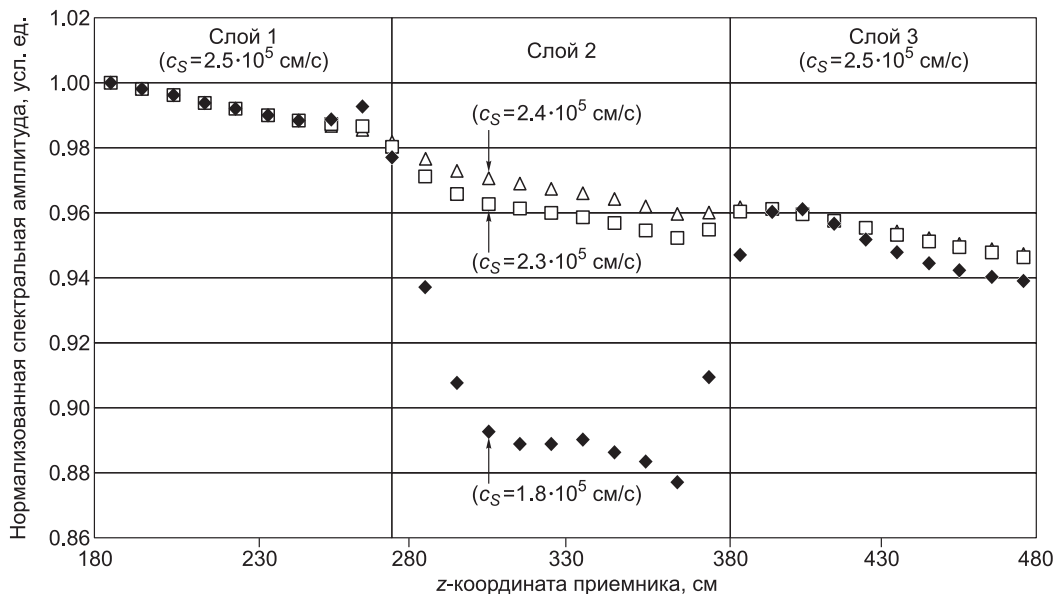


Рис. 6. Изменение амплитуды волны Стоунли при вариации значений скоростей поперечных волн в слое 2.

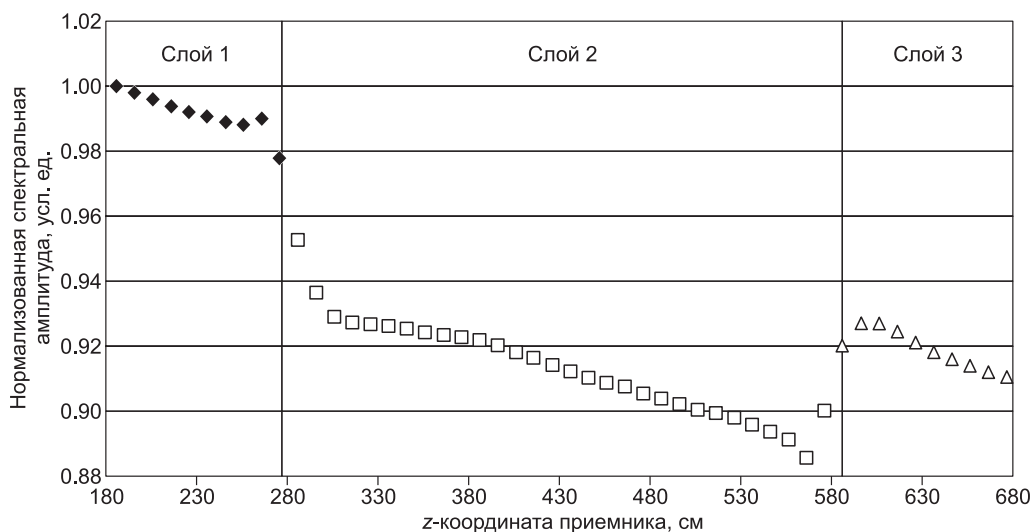


Рис. 7. Изменение амплитуды волны Стоунли при вариации скоростей поперечных волн.

для остальных двух слоев). В начальной части слоя 2 (280—320 см) наблюдаются возмущения амплитуд волны Стоунли, вызванные ближней границей. В средней части (320—550 см) отмечается слабое влияние границ слоя. Начиная с 550 см волны, отраженные от дальней границы слоя оказывают влияние на амплитуду волны Стоунли.

3. **Длина затухания (проницаемость формации).** Как показывают расчеты (рис. 8) уменьшение длины затухания в слоях примерно в 10 раз (соответствует проницаемости 200 мД и пористости 0.2 для всех слоев) ведет к существенному уменьшению возмущений, идущих от границ даже при наличии скачка скорости поперечной волны ($c_s = 1.8 \cdot 10^5$ см/с в слое 2, $c_s = 2.5 \cdot 10^5$ см/с в двух оставшихся) на данной границе.

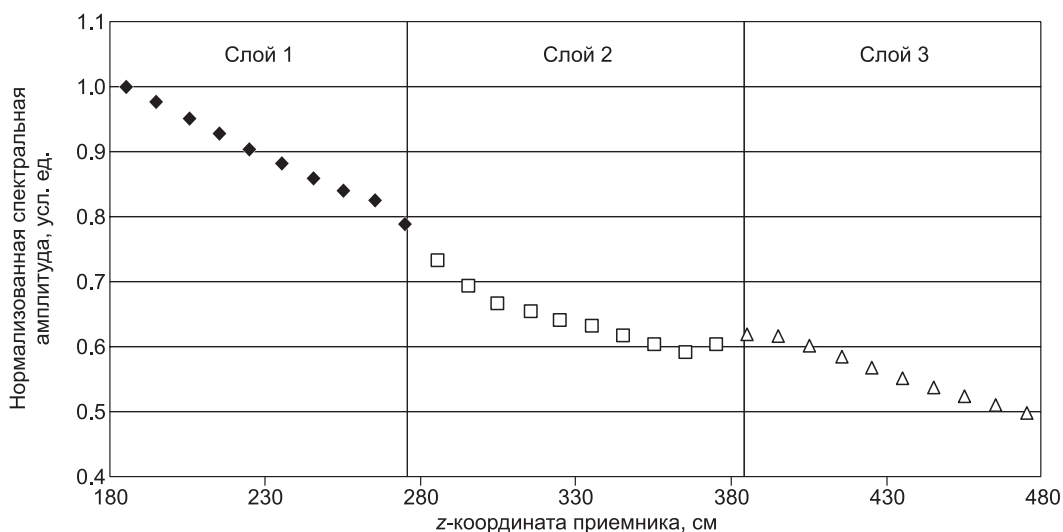


Рис. 8. Изменение амплитуды волны Стоунли при вариации скоростей поперечных волн в хорошо проницаемых слоях (проницаемость 200 мД, пористость 0.2)

ВЫВОДЫ

1. В слоистой пористой среде затухание волны Стоунли имеет вид комбинации экспонент, причем каждому слою соответствует свой показатель экспоненты, своя длина затухания. Значение этой длины затухания для каждого слоя совпадает со значением, полученным аналитически для модели с однородной пористой средой, которая имеет параметры слоя.

2. Однако при определении длины затухания в слоистой пористой среде следует учитывать акустические возмущения, идущие от границ слоев при прохождении упругих волн. Эти возмущения могут оказывать существенное влияние на характер затухания волны Стоунли.

3. Установлено, что на характер затухания волны Стоунли оказывает изменение скорости поперечных волн. В этом случае влияние граничных возмущений на определение длины затухания волны Стоунли в данном слое обратно пропорционально толщине слоя и аналитическому значению длины затухания в данном слое и прямо пропорционально величине перепада скоростей.

4. Таким образом, технология, описанная в [Доровский и др., 2010], работает для слоистой пористой среды с некоторыми ограничениями, которые заключаются в ее неприменимости при некоторых сочетаниях значения перепада скоростей и мощности слоев. В случае неблагоприятных значений параметров, при которых выделить затухание, обусловленное значением проницаемости пористой среды, затруднительно, необходима модификация существующей технологии.

ЛИТЕРАТУРА

Доровский В.Н., Федоров А.И., Подбережный М.Ю., Нефедкин Ю.А. Скважинный метод измерения проницаемости, скорости распространения продольной волны II рода и электроакустической константы пористых сред, насыщенных электролитами // Геология и геофизика, 2010, т. 51 (12), с. 1652—1663.

Доровский В.Н., Роменский Е.И., Федоров А.И., Перепечко Ю.В. Резонансный метод измерения проницаемости горных пород // Геология и геофизика, 2011, т. 52 (7), с. 950—961.

Синев А.В., Роменский Е.И., Доровский В.Н. Влияние глинистой корки на волновое поле вблизи скважины в пористой насыщающей среде // Геология и геофизика, 2012, т. 53 (8), с. 1070—1077.

Biot M. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low frequency range // J. Acoustic. Soc. Amer., 1956, v. 28, № 2, p. 168—178.

Cheng C., Jinzhong Zh., Burns D. Effect of in-situ permeability on the propagation of Stoneley (tube) waves in a borehole // Geophysics, 1981, v. 46, № 7, p. 1042—1052.

Dorovsky V., Dubinsky V., Fedorov A., Podberezhnyy M., Nefedkin Yu., Perepechko Yu. Method and apparatus for estimating permeability and electroacoustic constant of an electrolyte-saturated multi-layered rock taking into account osmosis. Patent Application Publication US 2010/0254218 A1. Oct. 7, 2010.

Plona T.J. Observation of second bulk compressional wave in porous medium at ultrasonic frequencies // Appl. Phys. Lett., 1980, № 36, p. 259—261.

Toro E.F. Riemann Solvers and numerical methods for fluid dynamics. 3rd ed. Springer, 2009, 724 p.

Winkler K., Liu H., Johnson D. Permeability and borehole Stoneley waves: comparison between experiment and theory // Geophysics, 1989, v. 54, № 1, p. 66—75.

Рекомендована к печати 26 декабря 2012 г.

М.И. Эповым

Поступила в редакцию

2 августа 2012 г.