



РАСЧЕТЫ РЕЛАКСАЦИОННЫХ СПЕКТРОВ ЗАТУХАНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН С УЧЕТОМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОР ПО РАЗМЕРАМ

Н.А. Голиков, Э.И. Машинский

*Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия, e-mail: GolikovNA@ipgg.nsc.ru, MashinskiiEI@ipgg.nsc.ru*

Вычисление релаксационных спектров затухания (РСЗ) продольных волн показывает, что учет неоднородности проницаемости горных пород приводит к расширению и смещению пика затухания в сторону низких частот. Неоднородность проницаемости обусловлена сложностью строения порового пространства и характеризуется статистическим распределением размеров пор. Представлены результаты расчетов РСЗ с использованием теории Био для нескольких вариантов распределения диаметров пор.

Теория Био, микронеоднородность, распределение пор по размеру, релаксационные спектры затухания

CALCULATIONS OF RELAXATION SPECTRA OF WAVE ATTENUATION WITH TAKING INTO ACCOUNT DISTRIBUTION OF PORE SIZES

N.A. Golikov and E.I. Mashinskii

*Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, SB RAS,
Acad. Koptuyga prosp., 3, Novosibirsk, 630090, Russia, e-mail: GolikovNA@ipgg.nsc.ru, MashinskiiEI@ipgg.nsc.ru*

Calculation of relaxation spectra of *P*-wave attenuation (RSA) shows that accounting for the dispersion of rock properties results in expansion and shift of the RSA peak towards lower frequencies. The permeability dispersion is due to complexity of a pore space structure, and it is characterized by statistical distribution of pore size. We present RSA simulations based on the Biot theory for several variants of pore diameter distribution.

Biot theory, micro-heterogeneity, pore size distribution, relaxation spectra of wave attenuation

ВВЕДЕНИЕ

Сейсмические и акустические методы являются одним из главных инструментов, используемых для поисков и оконтуривания нефтегазовых резервуаров. Повышение эффективности этих методов предполагает совершенствование их физических основ. Известные теоретические представления недостаточно точно отражают физические процессы, происходящие в реальных средах при распространении упругих волн.

При изучении распространения сейсмических и акустических волн в пористой среде используют теорию Био [Biot, 1956] и ее модификации, которые относятся к так называемым локальным теориям (например, squirt flow mechanism) [O'Connell, Budson, 1977; Jones, 1986; Dvorkin, Nur, 1993]. В рамках теории Био пористая среда представляется в виде однородного жесткого скелета с проницаемыми (неизолированными) порами, полностью заполненными жидкостью. Пористость и проницаемость скелета считаются одинаковыми во всех сечениях. Длина акустической волны полагается существенно большей, чем размер пор. Несмотря на успешное подтверждение качественных выводов теории о существовании двух типов продольных волн [Plona, 1980], результаты экспериментальных исследований демонстрируют значительное расхождение измеренных и рассчитанных скоростей упругих волн и затухания для сред естественного происхождения [Stoll, 1985, 2002; Turgut, Yamamoto, 1990; Dvorkin, Nur, 1993]. Чтобы получить согласованные результаты теории и эксперимента,

рядом авторов предложены новые модели акустики пористых сред. В большинстве эти модели в той или иной степени сводятся к системе уравнений Био с зависящими от частоты коэффициентами. Так в модели, развиваемой в работах [Dvorkin, Nur, 1993; Dvorkin et al., 1999], учитываются дополнительные потери, связанные с течением жидкости в микротрещинах в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны. В других работах рекомендуется также учитывать зависимость от частоты вязких потерь, вызванных движением жидкости относительно скелета [Johnson et al., 1987, 1994]. В настоящей работе расчеты выполнены с использованием модели Био, так как большинство моделей отличаются от исходных уравнений Био только значениями упругих констант.

Существенным допущением глобальной теории Био является предположение об однородности свойств скелета в макро- и мезомасштабах и независимость таких характеристик, как пористость и проницаемость от микростроения порового пространства. Неучет этого реального фактора может существенно повлиять на релаксационные характеристики затухания. Реальные осадочные породы представляют собой сложный конгломерат зерен разного размера, что обуславливает еще более сложное строение межзеренного (пустотного, флюидозаполняемого) пространства, которое характеризуется статистическим распределением параметров, и именно вид кривой распределения дол-

жен определять макросвойства такой среды. Так в работах [Зайцев и др., 2009; Anderson, 1989] показано, что учет дисперсии упругих дефектов в рамках модели стандартного линейного тела (СЛТ) приводит к тому, что для горных пород в определенном участке частотного диапазона декремент затухания почти не зависит от частоты.

В настоящей работе представлены результаты теоретико-вычислительного исследования зависимости РСЗ продольной волны от статистических характеристик проницаемости (вида распределения плотности вероятности и дисперсии), описывающих реальное распределение в межзеренном пространстве пор по размерам. Вычисления сделаны для породы, находящейся в водонасыщенном состоянии.

НЕОДНОРОДНОСТЬ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Экспериментальные, теоретические и модельные исследования [Амикс и др., 1962; Большаков, 1989] показали, что фильтрационные процессы в пористых средах обусловлены не столько количеством пустот, сколько их строением. Поровое пространство в зернистых средах составляют крупные и мелкие межзерновые пустоты (поры), соединенные каналами меньшего сечения (капиллярами). Именно размеры капилляров и их количество определяют проницаемость породы [см., например, Мальшаков, Ефимов, 1991]. Распределение капилляров по размерам отражает строение порового пространства и обуславливает дисперсию проницаемости на микроуровне, т. е. когда выполняется условие $d < L < \lambda$, где d – размер зерен, L – размер неоднородности и λ – длина волны. В настоящее время разработана классификация коллекторов по типу кривых капиллярного давления, в основе которой лежит исследование распределения пор по размеру. Классификация базируется на модели среды, в которой поры расположены пучком капилляров различного диаметра и, таким образом, размеры пор равны диаметру капилляров. Для оценки влия-

Осредненные петрофизические свойства коллекторов и параметры модели Био

Свойства коллекторов и параметры модели	Группа коллектора			
	1	2	4	5
Пористость, %	22,38	20,83	22,60	20,15
Проницаемость, мД	259,00	121,38	18,60	3,76
Медианный диаметр пор, мкм	9,58	6,70	1,44	0,40
Плотность скелета, кг/м ³	2700	2700	2700	2700
Плотность флюида, кг/м ³	1000	1000	1000	1000
Вязкость флюида, м ² /с·10 ⁻⁶	1	1	1	1
Объемный модуль упругости зерен скелета, ГПа	38,2	38,2	38,2	38,2
Объемный модуль упругости флюида, ГПа	2,25	2,25	2,25	2,25
Объемный модуль упругости скелета, ГПа	13,2	14,8	12,7	14,4
Модуль сдвига скелета, ГПа	9,1	10,1	8,3	9,0

ния распределения неоднородности проницаемости на РСЗ продольных волн мы использовали данные, приведенные в работе Л.М. Дорогиницкой с соавторами [2007]. В этой публикации дана классификация коллекторов по типу капиллярной кривой, а также приведены осредненные капиллярные кривые и соответствующие им распределения пор по размеру. Распределение объемной доли пор в зависимости от их диаметра показано на рис. 1. Петрофизические свойства образцов приведены в таблице.

Из рис. 1 и таблицы следует, что ухудшение фильтрационно-емкостных свойств сопровождается закономерным изменением кривых распределения размеров пор. Кривые распределения пор для коллекторов с первой по четвертую группу имеют сложную форму. Можно выделить три диапазона размеров пор: крупные, средние и мелкие. Крупные поры с $d > 20$ мкм присутствуют в небольшом количестве. Основной вклад в пористость дают поры среднего

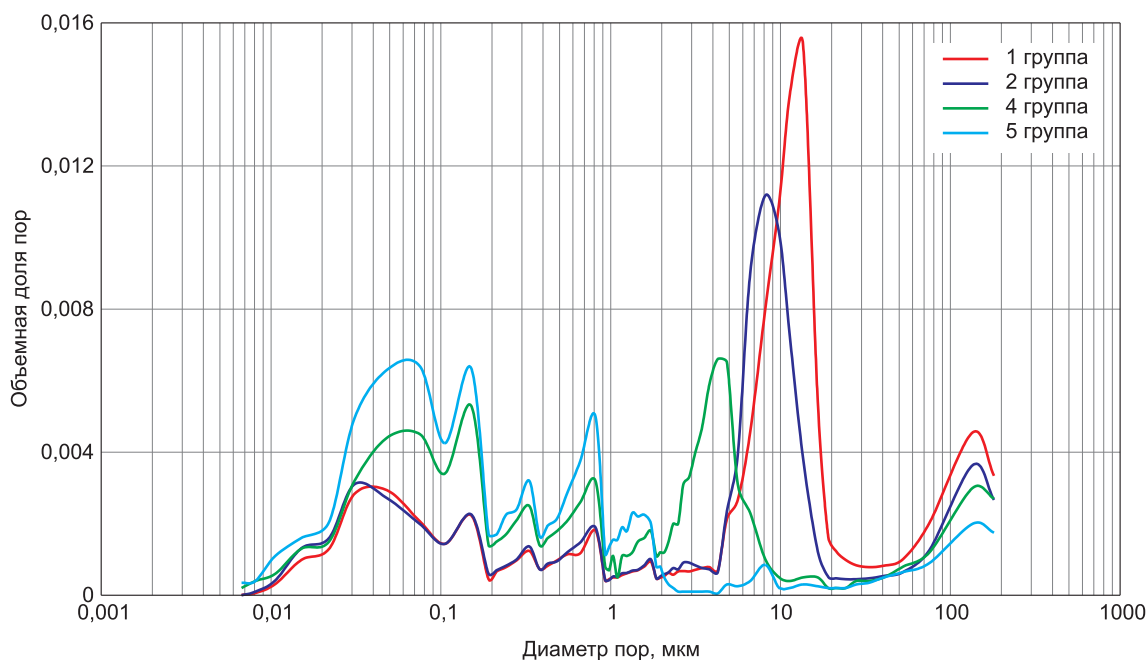


Рис. 1. Осредненные спектры диаметров поровых каналов у коллекторов различных классов.

размера – d в интервале 2–20 мкм. Форма кривой на этом участке близка к нормальному распределению для $\ln(d_i)$, максимум которого закономерно смещается в сторону меньшего диаметра. Ширина пика изменяется незначительно. Мелкие поры с $d < 2$ мкм в коллекторах первой и второй групп присутствуют в небольшом количестве и не вносят заметного вклада в общий объем пор, в то время как для коллекторов пятой группы они являются основными. Находящаяся в мелких порах связанную воду при той разности давлений, которая возникает при распространении звуковых волн, можно принять неподвижной относительно скелета породы. Поскольку проницаемость поры пропорциональна квадрату ее диаметра, то вклад мелких пор в общую проницаемость незначительный. Поэтому для теоретических оценок в первом приближении можно считать распределение пор по диаметру подчиняющимся нормальному закону для $\ln d$.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ СПЕКТРЫ ЗАТУХАНИЯ В СРЕДАХ С НЕОДНОРОДНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

Характер РСЗ и дисперсия упругого модуля среды определяются типом выбранной вязкоупругой модели. Наиболее близко отражающей реальные свойства среды и часто применяемой является модель стандартного линейного тела (в последнее время ее называют модель стандартного неупругого тела). В этой модели затухание обусловливается комбинацией вязкоупругих эффектов (тело Кельвина–Фойгта) и релаксации напряжений (тело Максвелла) и определяется следующим выражением (см., например, [Mavko et al., 1998; Dvorkin et al., 2003]):

$$Q^{-1}(\omega) = \Delta \frac{\omega\tau_r}{1 + (\omega\tau_r)^2}, \quad (1)$$

где ω – круговая частота, $\tau_r = 1/(2\pi f_r)$ – релаксационное время (f_r – частота релаксационного максимума), Δ – релаксационная сила, зависящая от величины упругих модулей в низко- и высокочастотном приближении. Релаксационная сила связана с дефектом упругого модуля:

$$\Delta_p = \frac{M_u - M_r}{\sqrt{M_r M_u}}, \quad (2)$$

где M_r и M_u – релаксированный (r) и нерелаксированный (u) упругие модули среды.

В работе [Meisser, Theilen, 1983] показано, что для модели Био, если пренебречь слабыми колебаниями второго рода, приближенные решения для волн первого рода приводят к выражению, типичному для модели стандартного линейного тела, а именно:

$$\theta = \frac{\hat{\rho}_1 \rho_2}{\bar{\rho}} \frac{K_{np}}{K_n \cdot \eta}, \quad (3)$$

$$\tau = \left\{ K_n \cdot \bar{\rho} \frac{M}{H} + \rho_2 \left(1 - 2K_n \frac{G}{H} \right) \right\} \frac{K_{np}}{K_n \cdot \eta}, \quad (4)$$

где θ и τ – времена релаксации в модели стандартного линейного тела; K_n , K_{np} – коэффициенты пористости и проницаемости среды; $\hat{\rho}_1 = \rho_1 (1 - K_n)$ – эффективная плотность скелета; $\bar{\rho} = \rho_1 (1 - K_n) + \rho_2 K_n$ – средняя плотность среды; ρ_1 – плотность скелета; ρ_2 – плотность флюида; η – вязкость флюида; M , G и H – упругие модули теории Био, выражающиеся через упругие модули и фильтрационно-емкостные свойства среды.

Круговая частота релаксационного максимума $\omega_r = 2\pi f_r$ определяется в этом случае как

$$\omega_r = \frac{2\pi}{\tau_r}, \quad (5)$$

где $\tau_r = \sqrt{\theta\tau}$, или

$$\omega_r = A \frac{\eta K_n}{\rho_2 K_{np}}, \quad (6)$$

где A – коэффициент, зависящий от упругих параметров среды.

Таким образом, выражение для частот релаксации в модели Био соответствует уравнению частот стандартного линейного тела [Кондратьев, 1986].

Для неоднородной среды, в которой существует широкий набор частот релаксации, затухание (обратная добротность) вычисляются по формуле [Зайцев и др., 2009; Anderson, 1989]

$$Q^{-1}(\omega) = \Delta \int p(\tau_r) \frac{\omega\tau_r}{1 + (\omega\tau_r)^2} d\tau_r, \quad (7)$$

где $p(\tau_r)$ – плотность функции распределения времен релаксации. Задавая или измеряя каким-либо способом плотность функции распределения времен релаксации в дискретном виде $p(\tau_i)$ и заменяя интегрирование в (4) суммированием, получим следующее выражение для расчета спектра обратной добротности:

$$Q^{-1}(\omega) = \Delta \sum_{i=0}^{i=n} p(\tau_i) \frac{\omega\tau_i}{1 + (\omega\tau_i)^2} d\tau_i. \quad (8)$$

В первом приближении примем, что микронеоднородность среды обусловлена вариациями проницаемости, оставляя остальные параметры теории Био постоянными. Тогда распределение частот релаксации будет определяться распределением коэффициента проницаемости. Проницаемость единичного капилляра пропорциональна квадрату его диаметра, следовательно, закон распределения частот релаксации совпадает с законом распределения проницаемости, или распределением размеров пор, которое можно рассчитать по капиллярным кривым, полученным различными методами.

Теоретическую оценку влияния дисперсии времен релаксации на спектр обратной добротности выполним для двух видов распределений:

1 – нормального (Гаусса) для логарифма времен [Кондратьев, 1986; Nowick, Berry, 1972]

$$p(\tau) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{\ln(\tau) - \ln(\tau_0)}{2\sigma^2}\right)^2}, \quad (9)$$

где $\ln(\tau_0)$ – центр распределения; σ^2 – дисперсия; 2 – равномерного

$$p(\tau_r) = \text{const}, \quad \tau_a < \tau_r < \tau_b,$$

$$p(\tau_r) = 0, \quad \tau_r < \tau_a \text{ и } \tau_r > \tau_b,$$

где τ_a и τ_b – нижний и верхний пределы изменения времен релаксации.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ РЕЛАКСАЦИОННЫХ СПЕКТРОВ ЗАТУХАНИЯ

Теоретические расчеты релаксационных спектров затухания проведены для трех значений коэффициента вариации нормального распределения $V = 0,01$,

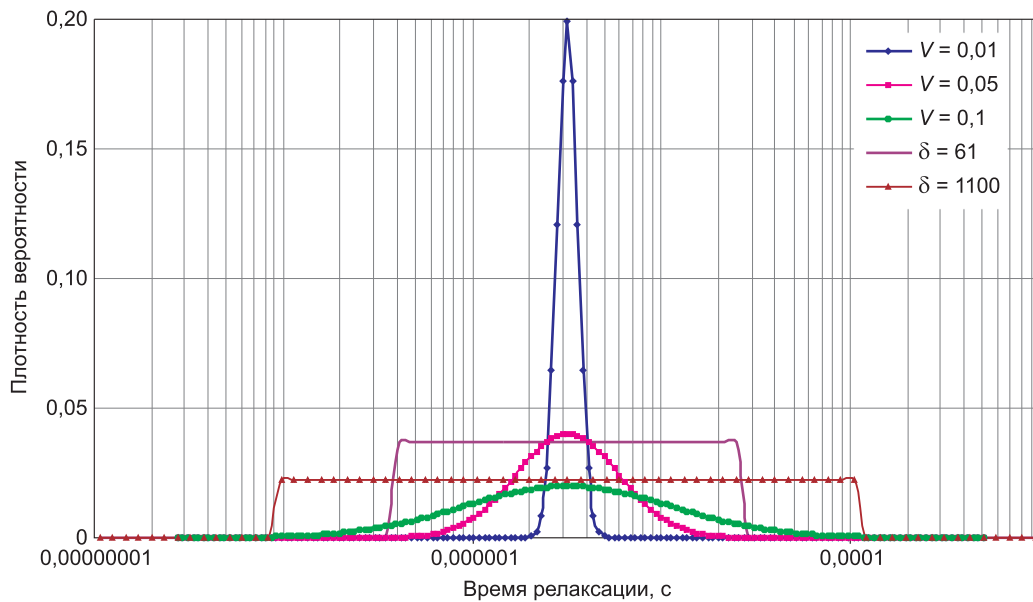


Рис. 2. Распределения плотности вероятности по временам релаксации, использованные для теоретических расчетов РСЗ:

V – нормализованное среднеквадратическое отклонение для нормального распределения; δ – отношение максимального и минимального времен релаксации, присутствующих в равномерном распределении.

0,05 и 0,1 ($V = \sigma/\tau_0$), а также для двух вариантов равномерного распределения времен релаксации с отношением максимального времени релаксации к минимальному $\delta = 61, 1100$ ($\delta = \omega_2/\omega_1$). Наиболее вероятная частота (центр распределения для равномерного случая) для всех расчетов выбрана $f_0 = 50$ кГц. Вид распределений показан на рис. 2. Функции зависимости обратной добротности от частоты для нормального распределения приведены на рис. 3.

Из рис. 2 видно, что для маленькой вариации ($V = 0,01$) функция плотности распределения близка к дельта-функции (одночастотное распределение) и

кривая зависимости $1/Q(f)$ описывает дебаевский пик поглощения. При увеличении вариации ($V = 0,05; 0,1$) происходит смещение частоты максимума в сторону уменьшения к $f_{\max} = 30$ кГц для $V = 0,05$ и $f_{\max} = 10$ кГц для $V = 0,1$. Пик кривой поглощения (см. рис. 3) расширяется за счет сильного поглощения на более низких частотах, которое по абсолютной величине превышает поглощение на частоте f_0 . Поглощение на частотах выше f_0 практически совпадает с одночастотным. Для равномерного распределения частот релаксации эти эффекты выражены более сильно.

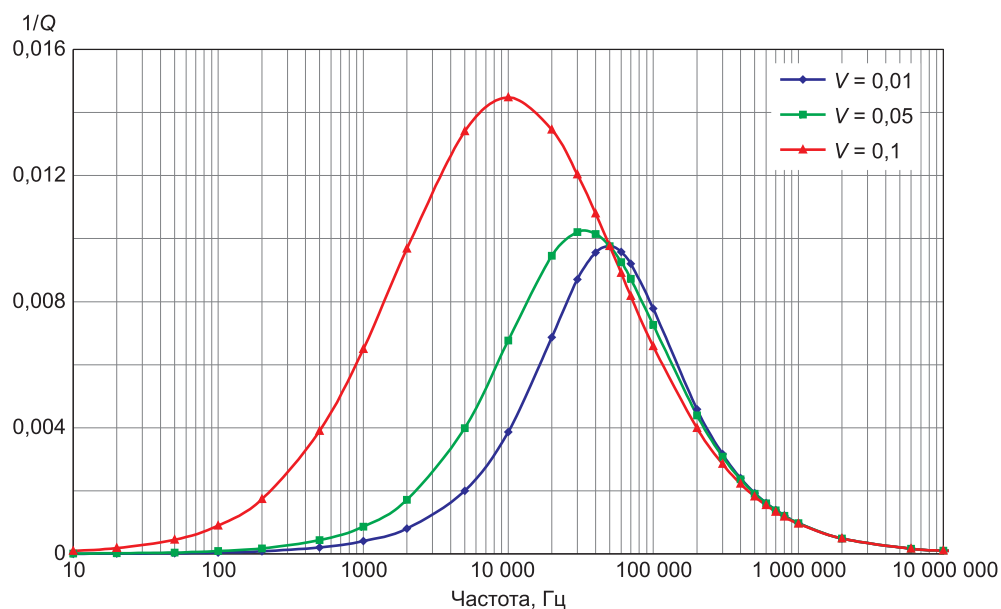


Рис. 3. Релаксационные спектры затухания в породах с нормальным распределением времен релаксации для различных значений коэффициента вариации V .

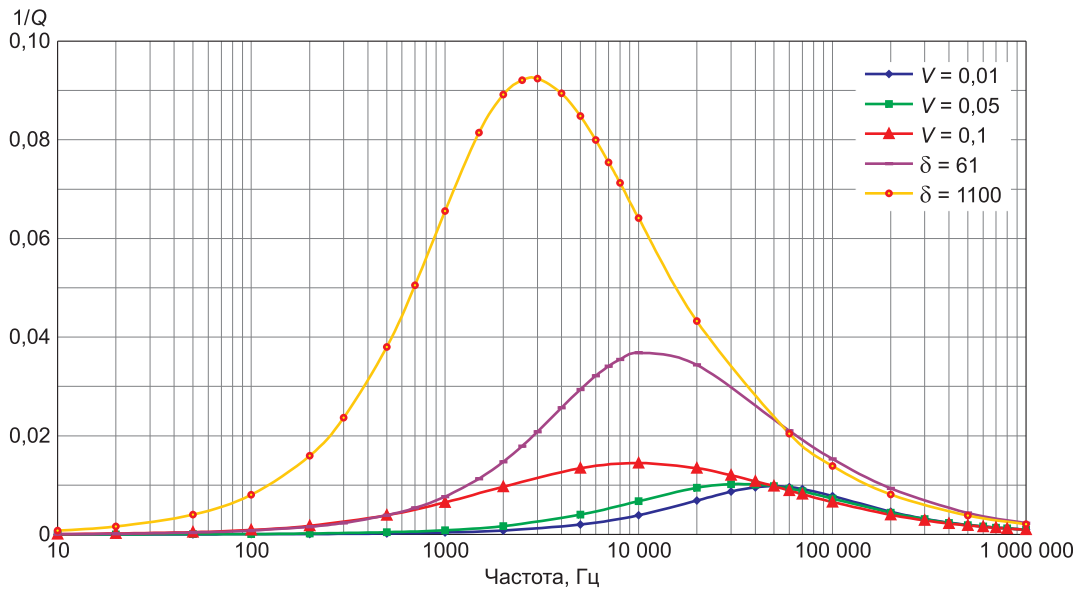


Рис. 4. Релаксационные спектры затухания в породах с равномерным распределением времен релаксации при различной ширине распределения δ .

Чтобы облегчить сравнение равномерного распределения с нормальным, на рисунке даны также спектры затухания для нормального распределения с параметром V (см. рис. 3).

На рис. 4 приведены результаты расчетов релаксационных спектров для двух случаев равномерного распределения с параметром $\delta = 61$ и 1100 . Максимум пика поглощения для равномерного распределения с $\delta = 61$ примерно совпадает с максимумом равномерного распределения для $V = 0,1$, но величина пика поглощения (релаксационная сила) в 2,5 раза больше. Частота максимума для $\delta = 1100$ уменьшается до 3 кГц, величина максимума по сравнению с одночастотным случаем увеличивается в 10 раз.

Результаты расчетов РСЗ для реальных коллекторов с использованием распределений пор по размеру в коллекторах 1, 2, 4 и 5 групп (по классификации [Дорогиницкая и др., 2007]) приведены на рис. 5. В таблице приведены петрофизические свойства коллекторов и свойства скелета и флюида, используемые при расчетах параметров модели Био.

Расчеты сделаны для следующих случаев.

1. Порода является гомогенной (“без дисперсии” на рис. 5), т. е. поровое пространство состоит из пор одного диаметра d_0 , который определяет проницаемость породы. Частота релаксационного максимума рассчитывается по формуле (6).

2. Порода микронеоднородная – “с дисперсией” (см. рис. 5). Поровое пространство состоит из набора капилляров с диаметрами d_i . Доля их определяется по соответствующей капиллярной кривой с условием, что средняя проницаемость равна проницаемости породы. Распределение времен релаксации соответствует распределению диаметров пор, среднее время релаксации совпадает со временем релаксации для гомогенной породы.

Из рис. 5 следует, что в коллекторах с неоднородной проницаемостью (“с дисперсией”) РСЗ сильно сдвинуты в область низких частот по сравнению с соответствующими спектрами для гомогенной среды (“без дисперсии”). В 1-й группе коллекторов частота

максимума с 16 кГц уменьшается за счет неоднородности проницаемости до 150 Гц, во 2-й группе – с 30 до 200 Гц. В 4-й и 5-й группах (с худшими коллекторскими свойствами) также происходит смещение спектров в область более низких частот: максимумы спектров из области сотен килогерц–единиц мегагерц перемещаются в область единиц килогерц. Таким образом, частота максимума РСЗ уменьшается в 100–200 раз. Относительное смещение тем больше, чем более неоднородная среда. В результате возникает возможность обнаружения коллекторов с большой неоднородной проницаемостью в сейсмическом диапазоне частот; частоты 150–200 Гц доступны при межскважинном просвечивании.

Поведение РСЗ в среде с реальной неоднородностью качественно совпадает с таковым в среде с теоретическим распределением неоднородностей. Отличие может быть вызвано упрощенной моделью распределения, в которой доля крупных пор стремится к нулю. Однако, несмотря на то, что доля крупных пор в реальных породах мала, ее влияние может быть большим из-за квадратичной зависимости проницаемости от диаметра пор.

ВЫВОДЫ

По результатам исследования влияния микронеоднородности пористой среды на РСЗ волн в реальных горных породах сделаны следующие выводы:

⇒ сложная структура порового пространства осадочных горных пород определяет микронеоднородность свойств среды, которая влияет на характер частотно-зависимого затухания;

⇒ учет микронеоднородного распределения проницаемости приводит к изменению релаксационного спектра затухания в модели Био, которое проявляется в виде расширения релаксационного пика и его смещения в область более низких частот;

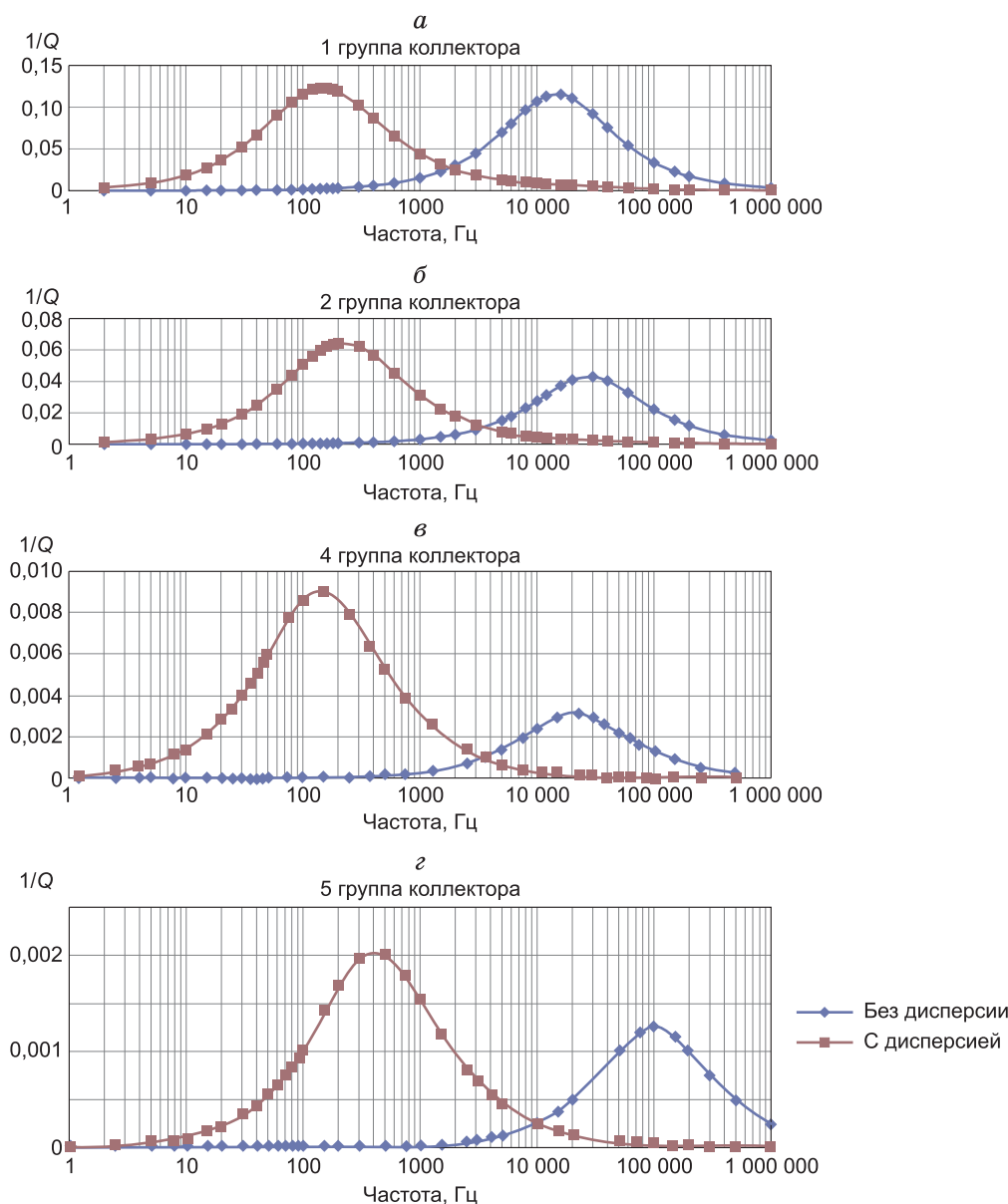


Рис. 5. Релаксационные спектры затухания для коллекторов разных групп (а-г).

⇒ смещение релаксационного пика к низким частотам возрастает с увеличением степени микро-неоднородности породы.

Авторы выражают искреннюю благодарность И.Р. Оболенцевой за обсуждение результатов и ценные замечания, позволившие значительно улучшить работу.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 09-05-00405.

Литература

Амикс Дж., Басс Д., Уайтинг Р. Физика нефтяного пласта. М.: Гостоптехиздат, 1962. С. 59–197.
 Большаков Ю.Я. Капиллярно-экранированные залежи нефти и газа. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1989. 127 с.

Дорогиницкая Л.М., Дергачева Т.Н., Анашкин А.Р., Колыванов А.И., Кушнарев С.В., Худякова Л.Д., Романов Е.А., Голиков Н.А., Мелкозерова С.Н. Количественная оценка добывных характеристик коллекторов нефти и газа по петрофизическим данным и материалам ГИС. Томск: STT, 2007. 278 с.

Зайцев В.Ю., Гурбатов С.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. Нелинейные акустические явления в структурно-неоднородных средах. Эксперименты и модели: Учеб. пособие. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2009. 268 с.

Кондратьев О.К. Сейсмические волны в поглощающих средах. М.: Недра, 1986. 176 с.

Мальшаков А.В., Ефимов В.А. Проницаемость и перколяционные свойства порового пространства осадочных горных пород // Инж.-физ. журн. 1991. Т. 61, № 4. С. 635–640.

Anderson Don L. Theory of the Earth. Boston: Blackwell Sci. Publ., 1989. P. 279–302.

- Biot M.A.** Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturation porous solid: II – Higher frequency range // J. Acoust. Soc. of Amer. 1956. V. 28. P. 179–191.
- Dvorkin J., Nur A.** Dynamic poroelasticity: A unified model with the squirt and the Biot mechanisms // Geophysics. 1993. V. 58. P. 524–533.
- Dvorkin J., Prasad M., Sakai A., Lavoie D.** Elasticity of marine sediments // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26. P. 1781–1784.
- Dvorkin J., Walls J., Taner T., Derzhi N., Mavko G.** Attenuation at Patchy Saturation // A Model EAGE 65th Conference & Exhibition. Stavanger, Norway, 2–5 June 2003. P. 1–4.
- Johnson D.L., Koplik J., Dashen R.** Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media // J. Fluid Mech. 1987. V. 176. P. 379–402.
- Johnson D.L., Hemmick D.L., Kojima H.** Probing porous media with first and second sound. I. Dynamic permeability. II. Acoustic properties of water-saturated porous media // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. P. 104–125.
- Jones T.** Pore fluids and frequency-dependent wave propagation in rocks // Geophysics. 1986. V. 56. P. 1939–1953.
- Mavko G.M., Mukerji T., Dvorkin J.** Rock Physics Handbook. Cambridge: Cambridge University Press, 1998. 329 p.
- Meisser R., Theilen F.** Attenuation of seismic waves in sediments // Proc. of the 11th World Petroleum Congress, SP3. 1983. N 4. P. 17.
- Nowick A.S., Berry B.S.** Anelastic relaxation in crystalline solids. N.Y.: Academic Press, 1972. 677 p.
- O'Connell R.J., Budiansky B.** Viscoelastic properties of fluid-saturated cracked solids // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. P. 5719–5735.
- Plona T.J.** Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36 (4). P. 259–261.
- Stoll R.D.** Marine sediment acoustic // J. Acoust. Soc. Amer. 1985. V. 77, N 5. P. 1789–1799.
- Stoll R.D.** Velocity dispersion in water-saturated granular sediment // J. Acoust. Soc. Amer. 2002. V. 111, N 2. P. 149–156.
- Turgut A., Yamamoto T.** Measurements of acoustic wave velocities and attenuation in marine sediments // J. Acoust. Soc. Amer. 1990. V. 87, N 6. P. 2376–2383.

*Поступила в редакцию 30 июня 2011 г.,
в окончательном варианте – 25 января 2012 г.*

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

МАШИНСКИЙ Эдуард Иннокентьевич – доктор геолого-минералогических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории физических проблем геофизики Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Тел.: дом. 221-26-47, раб. 333-53-75, e-mail: MashinskiiEI@ipgg.nsc.ru

ГОЛИКОВ Никита Александрович – ведущий инженер лаборатории экспериментальной сейсмологии Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Тел. 363-80-31, e-mail: GolikovNA@ipgg.nsc.ru