Записки научных
семинаров ПОМИ
Том 257, 1999 г.

П. В. Крауклис, Л. А. Крауклис

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ МЕДЛЕННАЯ ВОЛНА В ПОРОАКУСТИЧЕСКОМ СЛОЕ БИО

Пороакустическая среда Био часто используется для моделирования флюидонасыщенных коллекторов методом конечных разностей [1, 2]. В такой среде распространяются две продольные волны, называемые медленной и быстрой волнами. Поперечная волна в ней не существует, так как сдвиговая жесткость равна нулю. Здесь мы показываем, что при любых параметрах пороакустического слоя Био, находящегося между упругими полупространствами, в среде существует интерференционная медленная волна (ИМВ), захватываемая этим слоем. При низких частотах волна имеет очень низкую скорость, которая зависит от отношения плотностей слоя и окружающей среды. Ранее волны такой природы были найдены в следующих моделях: 1) жидкий слой между упругими полупространствами [3–5], 2) трещиноватый жидконасыщенный слой между упругими полупространствами [6]. Исследование свойств волнового поля проводится в основном при предположении об отсутствии поглощения в насыщающей жидкости.

Рассмотрим в цилиндрической системе координат (r, z, θ) пороакустический слой Био $(-h \leqslant z \leqslant h)$, расположенный между двумя упругими полупространствами $(z < -h,\ z > h)$. В точке с координатами $(r, z) = (0, h)$ действует точечный источник типа вертикальной силы с временной функцией в виде дельта функции Дирака

$$t_{zz}^{(0)} = \frac{\delta(r)}{r}\,\delta(t) = \frac{1}{4\pi^2 i}\int\limits_0^\infty k^2 J_0(kr)dk \int\limits_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} e^{kt\eta}\,d\eta. \tag{1}$$

Обозначим через a_3 и b_3 скорости продольной и поперечной волн, а через ρ_3 плотность в полупространствах, которые предполага-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (99-01-00107, 99-05-65537).

ются одинаковыми. Скорости a_3 и b_3 связаны с модулями упругости Ламе равенствами

$$a_3^2 = \frac{\lambda_3 + 2\mu_3}{\rho_3}, \quad b_3^2 = \frac{\mu_3}{\rho_3}. \tag{2}$$

Пусть φ_3 и ψ_3 обозначают скалярный и векторный потенциалы смещений в полупространствах, которые удовлетворяют следующим уравнениям движения:

$$\begin{gathered}\frac{\partial^2\varphi_3}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\,\frac{\partial\varphi_3}{\partial r} + \frac{\partial^2\varphi_3}{\partial z^2} = \frac{1}{a_3^2}\,\frac{\partial^2\varphi_3}{\partial t^2}\\ \frac{\partial^2\psi_3}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\,\frac{\partial\psi_3}{\partial r} - \frac{\psi_3}{r^2} + \frac{\partial^2\psi_3}{\partial z^2} = \frac{1}{b_3^2}\,\frac{\partial^2\psi_3}{\partial t^2}\end{gathered} \tag{3}$$

и начальным данным

$$\varphi_3 = \psi_3 = \frac{\partial\varphi_3}{\partial t} = \frac{\partial\psi_3}{\partial t} = 0 \quad \text{при} \quad t \leqslant 0. \tag{4}$$

Пороакустический слой описывается уравнениями Био для продольных потенциалов φ_1 и φ_2 в жидкости и скелете соответственно [7]:

$$P\nabla^2\varphi_2 + Q\nabla^2\varphi_1 = \rho_{11}\frac{\partial^2\varphi_2}{\partial t^2} + \rho_{12}\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial t^2} + b\left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial t} - \frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\right) \tag{5}$$

$$Q\nabla^2\varphi_2 + R\nabla^2\varphi_1 = \rho_{12}\frac{\partial^2\varphi_2}{\partial t^2} + \rho_{22}\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial t^2} - b\left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial t} - \frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\right) \tag{6}$$

Коэффициенты P, Q, R, ρ_{11}, ρ_{12}, ρ_{22} удовлетворяют неравенствам

$$PR - Q^2 > 0, \quad P > 0, \quad R > 0, \quad \rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2 > 0.$$

Коэффициент диссипации b в (5)–(6) зависит от коэффициента Дарси $\varkappa$, пористости Φ и вязкости жидкости ξ

$$b = \xi\Phi^2/\varkappa. \tag{7}$$

Динамические параметры ρ_{11}, ρ_{12} и ρ_{22} выражаются через плотность насыщающей жидкости ρ_f, плотность материала скелета ρ_s, извилистость τ и пористость Φ равенствами:

$$\rho_{11} = \rho_s(1-\Phi) + \rho_f\Phi(\tau - 1); \quad \rho_{12} = \Phi\rho_f(1-\tau); \quad \rho_{22} = \tau\Phi\rho_f. \tag{8}$$

Полная плотность материала слоя может быть определена формулой:

$$\rho = \rho_{11} + 2\rho_{12} + \rho_{22} = \rho_s(1 - \Phi) + \rho_f \Phi. \tag{9}$$

Известно, что в безграничной среде, описываемой уравнениями (5)–(6), распространяются две продольные волны. Одна из них с большей скоростью называется волной первого рода, другая с меньшей скоростью называется волной второго рода. Если $b = 0$, обе скорости становятся вещественными и могут быть найдены из выражений:

$$v_{1,2}^2 = \frac{1}{2\delta} \times$$

$$\times \left\{ P\rho_{22} + R\rho_{11} - 2Q\rho_{12} \pm \sqrt{(P\rho_{22} + R\rho_{11} - 2Q\rho_{12})^2 - 4\delta(PR - Q^2)} \right\}, \tag{10}$$

где $\delta = \rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2$. Если $b \neq 0$ обе скорости комплекснозначные.

На границах слоя выполняются условия непрерывности полных вертикальных напряжений и вертикальных компонент смещений и равенство нулю сдвиговых напряжений на границах твердых полупространств.

Вследствие симметрии модели по отношению к плоскости $z = 0$ решение задачи для ИМВ может быть упрощено тем, что достаточно рассмотреть только часть модели $z > 0$ с условием равенства нулю вертикального смещения на плоскости $z = 0$. Тем самым мы из полного поля выделяем симметричную часть его, к которой и относится ИМВ. Решения для продольных потенциалов φ_1 и φ_2 в жидкой и твердой компонентах соответственно можно искать в форме интегралов Фурье–Бесселя:

$$\varphi_1 = \int_0^\infty \frac{J_0(kr)dk}{2\pi i} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} (X_1 \operatorname{ch} kz\alpha_1 + X_2 \operatorname{ch} kz\alpha_2) e^{k\eta t}\, d\eta \tag{11}$$

$$\varphi_2 = \int_0^\infty \frac{J_0(kr)dk}{2\pi i} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} (\gamma_1 X_1 \operatorname{ch} kz\alpha_1 + \gamma_2 X_2 \operatorname{ch} kz\alpha_2) e^{k\eta t}\, d\eta \tag{12}$$

где

$$\alpha_1 = \left(1 + \frac{\eta^2}{v_1^2}\right)^{1/2}, \quad \alpha_2 = \left(1 + \frac{\eta^2}{v_2^2}\right)^{1/2},$$

$$\gamma_1 = \frac{\rho_{12} v_1^2 - Q + \frac{b}{\varkappa}\, i v_1}{P - \rho_{11} v_1^2 + \frac{b}{\varkappa}\, i v_1} = \frac{\rho_{22} v_1^2 - R - \frac{b}{\varkappa}\, i v_1}{Q - v_1^2 \rho_{12} - \frac{b}{\varkappa}\, i v_1}, \tag{13}$$

$$\gamma_2 = \frac{\rho_{12} v_2^2 - Q + \frac{b}{\varkappa}\, i v_2}{P - \rho_{11} v_2^2 + \frac{b}{\varkappa}\, i v_2} = \frac{\rho_{22} v_2^2 - R - \frac{b}{\varkappa}\, i v_2}{Q - v_2^2 \rho_{12} - \frac{b}{\varkappa}\, i v_2}. \tag{14}$$

Соответственно продольный φ_3 и поперечный ψ_3 потенциалы в полупространстве $z > h$ могут быть представлены в виде

$$\varphi_3 = \int\limits_0^\infty \frac{J_0(kr)dk}{2\pi i} \int\limits_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} X_3 e^{-k(z-h)\alpha_3}\, e^{k\eta t}\, d\eta, \tag{15}$$

$$\psi_3 = -\int\limits_0^\infty \frac{J_1(kr)dk}{2\pi i} \int\limits_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} Y_3\, e^{-k(z-h)\beta_3}\, e^{k\eta t}\, d\eta, \tag{16}$$

где

$$\alpha_3 = \left(1 + \frac{\eta^2}{a_3^2}\right)^{1/2}, \quad \beta_3 = \left(1 + \frac{\eta^2}{b_3^2}\right)^{1/2}.$$

В пороакустическом слое вертикальное u_z и горизонтальное u_r смещения и напряжения $\sigma^{(2)}$ и $\sigma^{(1)}$ в твердой и жидкой компонентах связаны с потенциалами равенствами

$$\begin{gathered} u_z^{(1)} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial z}, \quad u_z^{(2)} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial z}, \quad u_r^{(1)} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial r}, \quad u_r^{(2)} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial r}, \\ \sigma^{(1)} = \rho_{12} \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial t^2} + \rho_{22} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2}, \quad \sigma^{(2)} = \rho_{11} \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial t^2} + \rho_{12} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2}. \end{gathered} \tag{17}$$

В упругом полупространстве смещения u_r, u_z и напряжения t_{zz} и t_{rz} представляются через потенциалы в виде

$$u_z^{(3)} = \frac{\partial \varphi_3}{\partial z} - \frac{\partial \psi_3}{\partial r} - \frac{\psi_3}{r}, \quad u_r^{(3)} = \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} + \frac{\partial \psi_3}{\partial z}, \tag{18}$$

$$t_{zz} = \mu_3 \left[\left(\frac{1}{b_3^2} - \frac{2}{a_3^2} \right) \frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial z^2} - 2 \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial r \partial z} - \frac{2}{r} \frac{\partial \psi_3}{\partial z} \right] \tag{19}$$

$$t_{rz} = \mu_3 \left(2 \frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial r \partial z} - \frac{1}{b_3^2} \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial z^2} \right). \tag{20}$$

После подстановки соотношений (18)–(20) в граничные условия мы получим систему четырех линейных алгебраических уравнений для четырех неизвестных коэффициентов X_1, X_2, X_3, Y_3. Решение системы может быть представлено в виде

$$\begin{aligned}
X_1 &= \frac{\eta^2}{b_3^2}\,\alpha_2\alpha_3(1-\gamma_2)\mathrm{sh}\,kh\alpha_2\frac{1}{\Delta};\\
X_2 &= -\frac{\eta^2}{b_3^2}\alpha_1\alpha_3(1-\gamma_1)\mathrm{sh}\,kh\alpha_1\frac{1}{\Delta};\\
X_3 &= -g_3\alpha_1\alpha_2(\gamma_1-\gamma_2)\mathrm{sh}\,kh\alpha_1\mathrm{sh}\,kh\alpha_2\frac{1}{\Delta};\\
Y_3 &= -2\alpha_1\alpha_2\alpha_3(\gamma_1-\gamma_2)\mathrm{sh}\,kh\alpha_1\mathrm{sh}\,kh\alpha_2\frac{1}{\Delta},
\end{aligned} \tag{21}$$

где

$$\Delta = \frac{\alpha_3\eta^4}{b_3^2}\{[\rho_{22}+\rho_{12}+\gamma_1(\rho_{11}+\rho_{12})](1-\gamma_2)\alpha_2\mathrm{sh}\,kh\alpha_2\mathrm{ch}\,kh\alpha_1-$$

$$-[\rho_{22}+\rho_{12}+\gamma_2(\rho_{11}+\rho_{12})](1-\gamma_1)\alpha_1\mathrm{sh}\,kh\alpha_1\mathrm{ch}\,kh\alpha_2\}+$$

$$+\mu_3(\gamma_1-\gamma_2)\alpha_1\alpha_2(g_3^2-4\alpha_3\beta_3)\mathrm{sh}\,kh\alpha_1\mathrm{sh}\,kh\alpha_2,$$

$$\eta = iv, \quad g_3 = 2+\frac{\eta^2}{b_3^2}.$$

Приравнивая нулю знаменатель в выражениях (21) для X_1, X_2, X_3, Y_3, получим дисперсионное уравнение для рассматриваемой задачи

$$\Delta(kh,\eta) = 0. \tag{22}$$

Подстановка выражений (21) в формулы для $u_r^{(1)}$, $u_r^{(2)}$, $u_z^{(1)}$, $u_z^{(2)}$, $u_r^{(3)}$, $u_z^{(3)}$ даст следующие выражения для трансформант во внутренних интегралах

$$U_r^{(1)} = X_1\mathrm{ch}\,kz\alpha_1 + X_2\mathrm{ch}\,kz\alpha_2 =$$

$$= t_{zz}^{(0)}\alpha_3\frac{\eta^2}{b_3^2}[\alpha_2\mathrm{sh}\,kh\alpha_2\mathrm{ch}\,kz\alpha_1(1-\gamma_2)-\alpha_1(1-\gamma_1)\mathrm{sh}\,kh\alpha_1\mathrm{ch}\,kz\alpha_2]/\Delta,$$

$$U_r^{(2)} = \gamma_1X_1\mathrm{ch}\,kz\alpha_1 + \gamma_2X_2\mathrm{ch}\,kz\alpha_2 =$$

$$= t_{zz}^{(0)}\alpha_3\frac{\eta^2}{b_3^2}[\alpha_2\gamma_1(1-\gamma_2)\mathrm{sh}\,kh\alpha_2\mathrm{ch}\,kz\alpha_1-\alpha_1\gamma_2(1-\gamma_1)\mathrm{sh}\,kh\alpha_1\mathrm{ch}\,kz\alpha_2]/\Delta,$$

$$U_z^{(1)} = \alpha_1 X_1 \mathrm{sh}\, kz\alpha_1 + \alpha_2 X_2 \mathrm{sh}\, kz\alpha_2 =$$

$$= t_{zz}^{(0)} \alpha_1\alpha_2\alpha_3 \frac{\eta^2}{b_3^2}[(1-\gamma_2)\mathrm{sh}\, kh\alpha_2 \mathrm{sh}\, kz\alpha_1 - (1-\gamma_1)\mathrm{sh}\, kh\alpha_1 \mathrm{sh}\, kz\alpha_2]/\Delta,$$

$$U_z^{(2)} = \alpha_1\gamma_1 X_1 \mathrm{sh}\, kz\alpha_1 + \alpha_2\gamma_2 X_2 \mathrm{sh}\, kz\alpha_2 = \tag{23}$$

$$= t_{zz}^{(0)} \alpha_1\alpha_2\alpha_3 \frac{\eta^2}{b_3^2}[\gamma_1(1-\gamma_2)\mathrm{sh}\, kh\alpha_2 \mathrm{sh}\, kz\alpha_1 - \gamma_2(1-\gamma_1)\mathrm{sh}\, kh\alpha_1 \mathrm{sh}\, kz\alpha_2]/\Delta,$$

$$U_r^{(3)} = -X_3 e^{-k(z-h)\alpha_3} + \beta_3 Y_3 e^{-k(z-h)\beta_3} =$$

$$= -t_{zz}^{(0)} \alpha_1\alpha_2(\gamma_1-\gamma_2)\mathrm{sh}\, kh\alpha_1 \mathrm{sh}\, kh\alpha_2(-g_3 e^{-k(z-h)\alpha_3} + 2\beta_3\alpha_3 e^{-k(z-h)\beta_3})/\Delta,$$

$$U_z^{(3)} = -\alpha_3 X_3 e^{-k(z-h)\alpha_3} + Y_3 e^{-k(z-h)\beta_3} =$$

$$= -t_{zz}^{(0)} \alpha_1\alpha_2\alpha_3(\gamma_1-\gamma_2)\mathrm{sh}\, kh\alpha_1 \mathrm{sh}\, kh\alpha_2(-g_3 e^{-k(z-h)\alpha_3} + 2e^{-k(z-h)\beta_3})/\Delta.$$

Известно, что корни дисперсионного уравнения (22) определяют в неявной форме фазовую скорость v нормальных волн, распространяющихся в слое, как функцию безразмерного параметра $kh = 2\pi h/\lambda$.

Рассмотрим случай выполнения следующих неравенств

$$kh \ll 1, \quad v < \min(v_2, b_3). \tag{24}$$

Первое неравенство эквивалентно условию малости толщины слоя в сравнении с длиной волны. Второе неравенство означает, что скорость нормальной волны меньше скорости медленной волны в материале слоя и скорости сдвиговой волны в полупространстве.

Раскладывая левую часть дисперсионного уравнения по малым значениям v и kh, можно показать, что существует корень уравнения, который описывает медленную низкочастотную волну (ИМВ), распространяющуюся с фазовой скоростью

$$v_{\mathrm{ph}} = \left(\frac{2kh\rho_3(1-\gamma^2)}{\rho}\right)^{1/2} b_3, \tag{25}$$

где $\gamma = b_3/a_3$, $\rho = \rho_{11} + 2\rho_{12} + \rho_{22}$. Из формулы (25) легко получается выражение и для групповой скорости $v_g = \frac{3}{2}\, v_{\mathrm{ph}}$. Интересным следствием формулы (25) является то, что скорость этой волны не зависит от упругих модулей материала слоя и определяется только пористостью и плотностями. При этом так как затухание волнового поля вводится через комплексные скорости v_1 и v_2, то в рассматриваемом приближении ИМВ не затухает вследствие диссипации в слое.

В предельном случае пористости равной единице ($\Phi = 1$) мы получим простое выражение для фазовой скорости:

$$v_{\mathrm{ph}} = \left(\frac{2kh\rho_3(1-\gamma^2)}{\rho_f}\right)^{1/2} b_3. \qquad (26)$$

Равенство (26) определяет скорость медленной волны в жидком слое [5, 6]. В другом предельном случае нулевой пористости ($\Phi = 0$) получим

$$v_{\mathrm{ph}} = \left(\frac{2kh\rho_3(1-\gamma^2)}{\rho_s}\right)^{1/2} b_3. \qquad (27)$$

Равенство (27) определяет скорость медленной волны в слое, состоящем из твердых частиц, скользящих относительно друг друга.

Таким образом для всех возможных значений пористости пороакустического слоя фазовая скорость есть конечная величина отличная от нуля. Заметим, что в трещиноватом флюидонасыщенном слое, находящемся между упругими полупространствами, скорость медленной волны стремится к нулю при $\Phi \to 0$ по закону (см. [6]):

$$v_{\mathrm{ph}} = \left(\frac{2kh\rho_3(1-\gamma^2)\Phi}{\rho_f}\right)^{1/2} b_3. \qquad (28)$$

Следует отметить следующие важные особенности поведения спектральных амплитуд ИМВ.

1. Волна поляризована в основном вдоль направления пороакустического слоя. Амплитуда колебаний в направлении ортогональном к слою меньше амплитуды вдоль слоя в kh раз.

2. Отношение амплитуды в жидкой компоненте к амплитуде в скелете имеет положительное значение. Этим объясняется отсутствие диссипации для низких частот. Упругие модули обеих компонент пороакустического слоя и константы γ_1 и γ_2, связывающие амплитуды быстрой и медленной волн в безграничной пористой среде не влияют на отношение компонент смещений.

До этого момента не было сделано никаких предположений о вещественности скоростей v_1 и v_2 быстрой и медленной волн, которые могли бы быть и комплексными. Как выше упоминалось в низкочастотном приближении эти скорости не входят в формулу (25) для фазовой скорости ИМВ, поэтому она является практически незатухающей при малых частотах. В дальнейшем будем пренебрегать поглощением в материале пороакустического слоя ($b = 0$) и рассматривать поведение ИМВ при $kh < 0.5$.

В качестве параметров пороакустического слоя возьмем данные из работы [2]:

модуль всестороннего сжатия жидкости $k_f = 2.5$ГПа,
модуль всестороннего сжатия твердого тела $k_s = 40$ГПа,
модуль всестороннего сжатия скелета $k_m = k_s(1.0 - 1.2\Phi)$,
извилистость $\tau = 0.5(1 + \Phi^{-1})$,
плотность твердого тела $\rho_s = 2500$кг/м^3,
плотность скелета $\rho_m = 2000$кг/м^3,
плотность жидкости $\rho_f = 1040$кг/м^3,
скорость продольной волны в упругом полупространстве $a_3 = 4800$м/с,
скорость поперечной волны в упругом полупространстве $b_3 = 2520$м/с,
плотность в упругом полупространстве $\rho_3 = 2600$кг/м^3,
пористость слоя $0.1 \leqslant \Phi \leqslant 0.4$.

Упругие константы P, R и Q определяются следующими соотношениями:

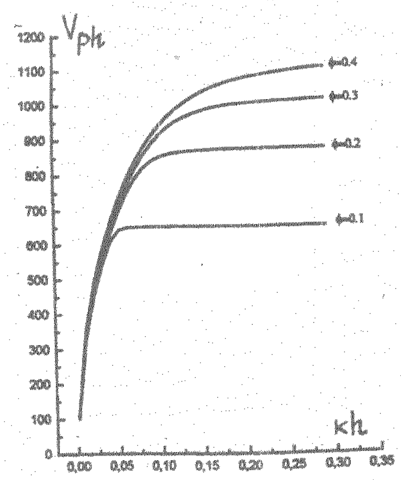
$$P = \left[(1 - \Phi)(\alpha - \Phi)k_s + \Phi \frac{k_s k_m}{k_f}\right] \Big/ D,$$

$$R = \Phi^2 k_s / D,$$

$$D = \alpha - \Phi + \frac{k_s}{k_f}\,\Phi,$$

$$\alpha = \left(1 - \frac{k_m}{k_s}\right).$$

На рисунке 1 представлены кривые фазовой скорости ИМВ как функции безразмерного параметра kh. Волна имеет аномальную дисперсию: $v_{\rm ph}$ растет с ростом kh и при $kh \to \infty$ стремится к скорости поверхностной волны на границе твердого тела и безграничного полупространства из пористого материала слоя, которая определяется из уравнения



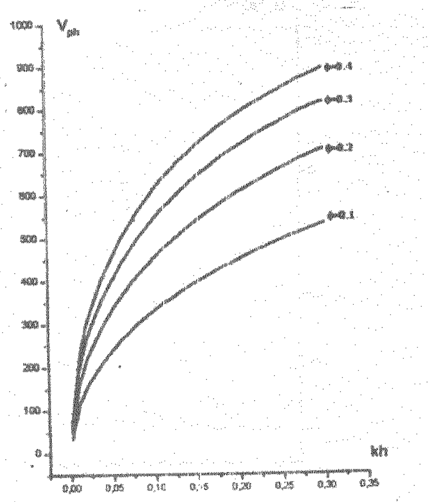


Рис. 1. Дисперсионные кривые интерференционной медленной волны (ИМВ) в пороакустическом слое Био при различной пористости.
Рис. 2. Дисперсионные кривые ИМВ в трещиноватом слое при различной пористости.

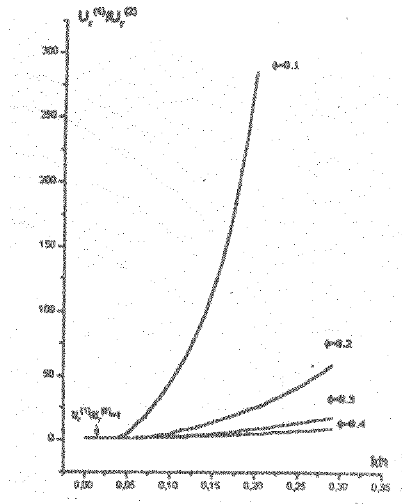
$$\frac{\alpha_3\eta^4}{b_3^2}\{(1-\gamma_2)[\rho_{22}+\rho_{12}+\gamma_1(\rho_{11}+\rho_{12})]\alpha_2-$$

$$-(1-\gamma_1)[\rho_{22}+\rho_{12}+\gamma_2(\rho_{11}+\rho_{12})]\alpha_1\}+\mu_3(\gamma_1-\gamma_2)(g_3^2-4\alpha_3\beta_3)\alpha_1\alpha_2=0. \tag{29}$$

Из расчетов следует, что с ростом пористости скорость ИМВ растет, что можно объяснить уменьшением плотности пористого слоя. Интересно отметить, что и для слоя, составленного из чередующихся твердых и жидких слоев, наблюдается такая же закономерность (рис. 2).

Как следует из решения ИМВ является волной симметричного типа и на срединной плоскости она имеет только горизонтальные составляющие $U_r^{(1)}$ и $U_r^{(2)}$ соответственно для жидкой и твердой фаз. При малых частотах $U_r^{(1)}$ и $U_r^{(2)}$ практически одинаковы, но с ростом kh и уменьшением пористости смещение в жидкой фазе растет (рис. 3).

Преимущественная поляризация ИМВ в горизонтальной плос-



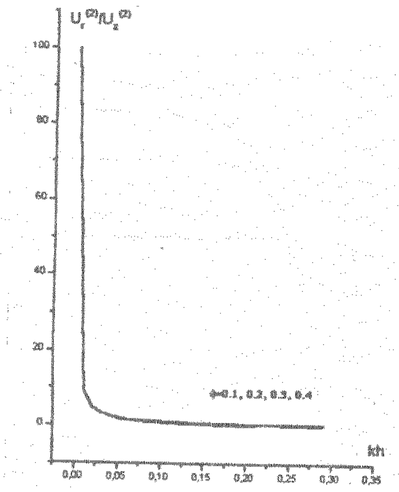


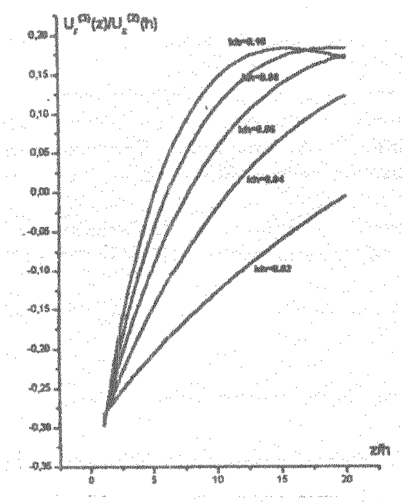
Рис. 3. Отношение горизонтальной амплитуды ИМВ в жидкой компоненте к горизонтальной амплитуде в твердой компоненте (при $z = 0$).
Рис. 4. Отношение горизонтальной амплитуды ИМВ к вертикальной амплитуде в твердой компоненте на границе слоя.

кости сохраняется по всей толщине слоя до значений $kh \approx 0.02$. При дальнейшем возрастании kh амплитуда вертикальной компоненты начинает расти и при $kh \to \infty$ становится одного порядка с горизонтальной составляющей (рис. 4), а их отношение не зависит от пористости.

ИМВ является каналовой волной, амлитуда которой быстро убывает с удалением от слоя. Как и у релеевской волны на границе свободного полупространства горизонтальная составляющая вектора смещений ИМВ меняет знак на некотором расстоянии от границы слоя, которое увеличивается с уменьшением волнового числа (рис. 5). Вертикальное смещение линейно растет с удалением от середины слоя до его стенок, а в полупространстве экспоненциально убывает с удалением от слоя (рис. 6).

Заключение

Показано, что в пороакустическом слое Био, находящемся между двумя упругими полупространствами, также как в жидком и трещиноватом слое, при любых параметрах существует интер-



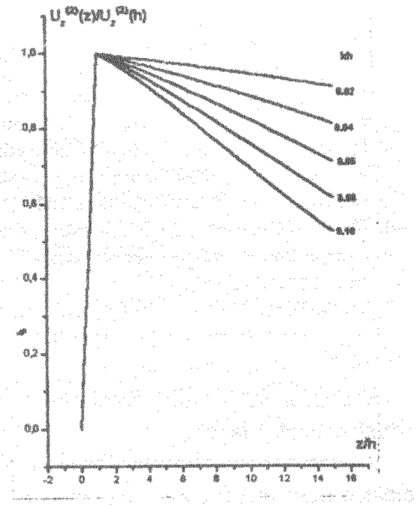


Рис. 5. Отношение горизонтальной амплитуды ИМВ в окружающей среде к вертикальной амплитуде на границе слоя как функции z/h при $\Phi = 0.2$.

Рис. 6. Отношение вертикальной амплитуды ИМВ в твердой компоненте при удалении от центра слоя к ней же на границе слоя при $\Phi = 0.2$.

ференционная медленная волна. Движение в обеих компонентах этого слоя происходит в фазе и по этой причине волна убывает с расстоянием медленно. При низких частотах волна поляризована в основном в направлении слоя. Существование такой волны дает возможность выделять тонкие коллекторы при межскважинном прозвучивании по их низкочастотному отклику на сейсмическое воздействие.

Литература

1. S. Hassanzadeh, *Acoustic modelling in fluid-saturated porous media.* — Geophysics **56** (1991), 424–435.
2. J. M. Carcione, G. Quiroga-Goode, *Full frequency-range transient solution for compressional waves in a fluid-saturated viscoacoustic porous medium.* — Geophys. Prospecting **44** (1996), 99–129.
3. П. В. Крауклис, *О некоторых низкочастотных колебаниях жидкого слоя в упругой среде.* — ПММ **26, No. 6** (1962), 1111–1115.
4. V. Ferrazzini, K. Aki, *Slow waves trapped in a fluid-filled infinite crack: implication for volcanic tremors.* — J. Geophys. Res. **92,** No. **B9** (1987), 9215–9223.

5. П. В. Крауклис, Г. М. Голошубин, Л. А. Крауклис, *Низкоскоростная волна в слое жидкости, моделирующем нефтяной пласт.* — Зап. научн. семин. ПОМИ **203** (1992), 101–112.
6. П. В. Крауклис, Г. М. Голошубин, Л. А. Крауклис, *Медленная волна в слое с конечной пористостью.* — Зап. научн. семин. ПОМИ **210** (1994), 146–153.
7. M. A. Biot, *Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media.* — J. Appl. Phys. **33** (1962), 1482–1498.

Krauklis P. V. and Krauklis L. A. Interference slow wave in poroacoustic Biot's layer.

It was shown that in the poroacoustical layer Biot is placed inside elastic medium for any parameters of the model there is the interference slow wave. For low frequencies wave has vary weak attenuation and the polarization coincids with the layer direction. It points to the possibility of mapping subtle trap inside the elastic medium during the crosshole measurements.

С.-Петербургское отделение
Математического института
им.В. А. Стеклова РАН

Поступило 19 октября 1998 г.