

УДК 532.546+532.529.5

ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ, НАСЫЩЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ С ПУЗЫРЬКАМИ ГАЗА

ДОНЦОВ В. Е., КУЗНЕЦОВ В. В., НАКОРЯКОВ В. Е.

При распространении продольных волн давления в пористой среде, насыщенной жидкостью, может существовать два типа волн — «быстрая» и «медленная», обусловленные разной сжимаемостью жидкости и твердого скелета [1, 2]. Присутствие в насыщающей пористую среду жидкости пузырьков газа существенно уменьшает ее сжимаемость, что приводит к уменьшению скоростей этих волн и к увеличению затухания их амплитуд. В [3] теоретически рассмотрено распространение волн давления в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа, в предположении равенства давлений в жидкости и газе. На основе вариационного принципа Гамильтона с учетом динамики пузырьков были получены линейные уравнения движения для трехфазной смеси пористая среда — жидкость — пузырьки газа [4], а также рассчитаны зависимости фазовой скорости и затухания гармонических волн от частоты для насыпных пористых сред. Экспериментальные данные по зависимости акустической жесткости трехфазной среды от частоты показывают важность учета динамики пузырьков газа в акустической волне [5]. Определяющее влияние пузырьков газа в насыщенном водой песке на затухание взрывных волн показано в [6].

Целью рассматриваемой работы будет получение экспериментальных данных по эволюции волн давления в консолидированной пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа, и обобщение опытных данных на основе теоретического анализа.

1. Рассмотрим распространение одномерных возмущений давления в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа, предполагая длину волны возмущения много больше расстояния между пузырьками. Это позволяет представить жидкость с пузырьками газа как гомогенную среду, имеющую среднюю плотность ρ_c , давление p_c и скорость v_c [7]. Для пористой среды, насыщенной такой гомогенной смесью, можно написать систему уравнений, описывающих распространение возмущений давления [1, 8]

$$\begin{aligned} \frac{\partial m \rho_c}{\partial t} + \frac{\partial m \rho_c v_c}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial (1-m) \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial (1-m) \rho_1 v_1}{\partial x} &= 0 \\ \alpha \rho_c m \frac{dv_c}{dt} - (\alpha-1) m \rho_c \frac{\partial v_1}{\partial t} &= -m \frac{\partial p_c}{\partial x} - \frac{m^2 \nu \rho_c}{k_0} (v_c - v_1) \\ -(\alpha-1) m \rho_c \frac{dv_c}{dt} + [(1-m) \rho_1 + (\alpha-1) m \rho_c] \frac{\partial v_1}{\partial t} &= \\ &= -(1-m) \frac{\partial p_c}{\partial x} + \frac{\partial \sigma^f}{\partial x} + \frac{m^2 \nu \rho_c}{k_0} (v_c - v_1) \\ \sigma^f &= \left(K_B + \frac{4}{3} \mu \right) e_1 + \frac{K_B}{K_1} p_c, & \frac{\partial e_1}{\partial t} &= \frac{\partial v_1}{\partial x} \\ \frac{\rho_1}{\rho_{10}} &= 1 + \frac{1}{K_1} \left(p_c - p_{c0} - \frac{K_B e_1}{1-m} \right), & \rho_c &= \rho_2 (1-\varphi) + \rho_3 \varphi \end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь x, t — координата и время, ρ — плотность, v — скорость, p — давление, σ' — первая компонента тензора эффективных напряжений в твердом скелете, m — пористость, α — коэффициент присоединенной массы жидкости, l_1 — деформация скелета, K_B и K_1 — модули объемной упругости скелета и материала пористого скелета соответственно, μ — модуль сдвига скелета, ν — кинематическая вязкость жидкости, k_0 — проницаемость среды, φ — объемное газосодержание в жидкости. Индексы 1 — относится к твердой фазе, 2 — к жидкой, 3 — к газовой, c — к газожидкостной смеси 0 соответствует начальному состоянию фазы.

Для замыкания системы (1.1) необходимо соотношение между давлением и плотностью гомогенной среды. Следуя [7, 9], для жидкости с пузырьками газа его можно получить, предполагая, что давление в смеси p_c равно давлению в жидкости далеко от пузырьков p_∞ , и используя уравнение пульсаций одиночного пузырька в пористой среде, насыщенной жидкостью. Уравнение пульсаций пузырька в пористой среде следует из системы уравнений неразрывности и движения для несжимаемой жидкости в пористой среде в сферических координатах относительно центра пузырька радиусом R со следующими граничными условиями [10] и имеет вид (1.2):

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{2v_r}{r} &= 0, & \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} &= -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p_2}{\partial r} - \frac{m\nu v_r}{k_0} \\ p_2 &= p_\infty, & v_r &= 0 \quad (r \rightarrow \infty) \\ v_r &= \frac{dR}{dt}, & p_2 &= p_3(R) - \frac{4\nu\rho_2}{R} \frac{dR}{dt} \quad (r=R) \\ R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu}{R} \left(1 + \frac{mR^2}{4k_0} \right) \frac{dR}{dt} &= \frac{p_3(R) - p_\infty}{\rho_2} \end{aligned} \quad (1.2)$$

При высокочастотных колебаниях пузырьков необходимо учитывать зависимость межфазного трения от частоты, что для частот $\omega \gg \omega_c = m\nu/20k_0$ эквивалентно замене ν на $\nu_\omega = \nu\sqrt{\omega/\omega_c} [1 + (1+i)/4\sqrt{2}]$.

Для малых колебаний пузырьков $\delta R/R_0 \ll 1$ в предположении, что число пузырьков в единице объема постоянно и они сжимаются адиабатически, имеют место соотношения для перехода в уравнении (1.2) от δR к $\delta\rho_c = \rho_c - \rho_{c0}$ [9]

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= -\frac{R_0}{3\varphi_0\rho_{c0}} \left(\frac{d\rho_c}{dt} - \frac{1}{c_2^2} \frac{dp_c}{dt} \right) \\ R \frac{d^2 R}{dt^2} &= -\frac{R_0^2}{3\varphi_0\rho_{c0}} \left(\frac{d^2\rho_c}{dt^2} - \frac{1}{c_2^2} \frac{d^2 p_c}{dt^2} \right) \end{aligned}$$

С точностью до $(\delta\rho_c/\rho_{c0}\varphi_0)^2$ выражение для давления в газе имеет вид

$$\begin{aligned} \delta p_3(R) = p_3(R) - p_{c0} &= \left[1 + \frac{(\gamma+1)\delta\rho_c}{2\rho_{c0}\varphi_0} \left(1 - \frac{\partial p_c}{\partial\rho_c} \frac{1}{c_2^2} \right) \right] \delta\rho_c \\ c_0 &= \left[\frac{\rho_0\varphi_0}{\gamma p_{c0}} + \frac{(1-\varphi_0)^2}{c_2^2} \right]^{-1/2} \end{aligned}$$

где c_0 — низкочастотная скорость звука в газожидкостной смеси, c_2 — скорость звука в жидкости, γ — показатель адиабаты.

С учетом этого уравнение (1.2) принимает вид

$$\begin{aligned} \delta p_c = p_c - p_{c0} &= \left[1 + B \left(1 - \frac{\partial p_c}{\partial\rho_c} \frac{1}{c_2^2} \right) \delta\rho_c \right] c_0^2 \delta\rho_c + \\ &+ \beta \left(\frac{\partial^2\rho_c}{\partial t^2} - \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 p_c}{\partial t^2} \right) + \frac{4\nu^*}{3\varphi_0} \left(\frac{\partial\rho_c}{\partial t} - \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial p_c}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$B = \frac{\gamma+1}{2\rho_{c0}\varphi_0}, \quad \beta = \frac{R_0^2}{3\varphi_0}, \quad v^* = v \left(1 + \frac{mR_0^2}{4k_0} \right)$$

Для жидкости с пузырьками газа нелинейность, вносимая через уравнение состояния газа, существенно больше гидродинамической нелинейности [7, 9]. Это позволяет для волн конечной амплитуды linearизовать систему уравнений (1.1) и привести ее к системе уравнений для p_c , σ^f , ρ_c

$$\begin{aligned} & \rho_{c0} \left(M - \frac{\alpha C}{m} \right) \frac{\partial^2 \sigma^f}{\partial t^2} - \rho_{c0} \left(M - C + \frac{\alpha(H-C)}{m} \right) \frac{\partial^2 p_c}{\partial t^2} + (MH - C^2) \frac{\partial^2 p_c}{\partial x^2} - \\ & - \frac{\nu \rho_{c0}}{k_0} \frac{\partial}{\partial t} [C\sigma^f + (H-C)p_c] = (MH - C^2) \left[\alpha \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\rho_c - \frac{p_c}{c_0^2} \right) + \frac{\nu}{k_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_c - \frac{p_c}{c_0^2} \right) \right] \\ & (\rho_0 M - \rho_{c0} C) \frac{\partial^2 \sigma^f}{\partial t^2} + [\rho_0(M-C) + \rho_{c0}(H-C)] \frac{\partial^2 p_c}{\partial t^2} + \quad (1.4) \\ & + (MH - C^2) \frac{\partial^2}{\partial x^2} (p_c - \sigma^f) = (MH - C^2) m \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\rho_c - \frac{p_c}{c_0^2} \right) \\ & H = K_B + \frac{4}{3} \mu + \frac{(K_1 - K_B)^2}{D - K_B}, \quad M = \frac{K_1^2}{D - K_B} \\ & C = \frac{K_1(K_1 - K_B)}{D - K_B}, \quad D = K_1 \left[1 + m \left(\frac{K_1}{K_c} - 1 \right) \right] \\ & K_c = c_0^2 \rho_{c0}, \quad \rho_0 = \rho_{i0}(1-m) + \rho_{c0} m \end{aligned}$$

Система уравнений (1.3)–(1.4) образует замкнутую систему, описывающую распространение волн давлений конечной амплитуды в упругой пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа. В отличие от уравнений, полученных в [4], здесь учтена нелинейность, вносимая пузырьками газа, и вязкое затухание, обусловленное радиальным движением жидкости в пористой среде вблизи осциллирующих пузырьков, которое для малопроницаемых пористых сред преобладает над тепловыми и акустическими диссипативными потерями.

Для возмущений давления с характерной частотой $\omega \gg \omega_p$ ($\omega_p = (3\gamma p_{c0}/\rho_{20} R_0^2)^{1/2}$ – резонансная частота пузырьков) из (1.3) следует, что $\partial^2 \rho_c / \partial t^2 \simeq (1/c_2^2) \partial^2 p_c / \partial t^2$. Подставляя это выражение в (1.4), получим линейную систему уравнений для p_c и σ^f с упругими постоянными H , M , C , D , определенными для $K_c = K_2$, где K_2 – модуль объемной упругости жидкости. Эквивалентная система получена в [1, 3, 8]. Для низкочастотных возмущений давления с $\omega \ll \omega_p$ при малой нелинейности, дисперсии и вязкости в уравнении (1.3) $\delta \rho_c = \delta p_c / c_0^2 + O(\epsilon)$. Тогда в первом приближении (1.3) принимает вид

$$\delta \left(\rho_c - \frac{p_c}{c_0^2} \right) = \frac{1}{c_0^4} \left(1 - \frac{c_0^2}{c_2^2} \right) \left[B(\delta p_c)^2 + \frac{4\nu^*}{3\varphi_0} \frac{\partial p_c}{\partial t} + \beta \frac{\partial^2 p_c}{\partial t^2} \right] \quad (1.5)$$

Подставляя выражение (1.5) в систему (1.4), получим систему двух уравнений на p_c и σ^f для эволюции волн давления конечной амплитуды в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа, с учетом динамики пузырьков.

Для волн малой амплитуды нелинейностью можно пренебречь и для частот $\omega \ll \omega_p$ дисперсионные эффекты и вязкое затухание за счет радиальных колебаний жидкости у пузырька малы. Тогда правыми частями системы (1.4) можно пренебречь и получить линейную систему уравнений на p_c и σ^f . В этом случае для нахождения решения системы (1.4) можно воспользоваться методом быстрого преобразования Фурье, разлагая начальное возмущение в дискретный ряд Фурье и анализируя распространение каждой гармоники. Для гармонических волн в пористой среде

можно учесть [1] зависимость межфазного трения от частоты ω , заменяя вязкость ν в (1.4) на $\nu_\omega = \nu F(\omega)$

$$F(\omega) = \frac{sT(s)}{4(1-2T(s)/is)}, \quad T(s) = \frac{\text{ber}'(s) + i \text{bei}'(s)}{\text{ber}(s) + i \text{bei}(s)}$$

$$s = (\omega/\omega_c)^{1/2}, \quad \omega_c = m\nu/20k_0$$

где функции ber и bei являются соответственно реальными и мнимыми частями функции Кельвина.

Подставляя решение в виде $p_c = \exp i(\omega_n t - kx) + p_{c0}$ и $\sigma^f = \sigma_n \exp i \times (\omega_n t - kx)$ в линеаризованную систему (1.4) и учитывая зависимость диссипативных процессов от частоты, получим зависимость волнового числа k от частоты ω_n и соотношение между амплитудами давления $p_{n1,2}$ и эффективного напряжения $\sigma_{n1,2}$

$$\left(\frac{k_{1,2}}{\omega_n}\right)^2 = \frac{1}{2(MH - C^2)} \left\{ \left(\frac{\alpha \rho_{c0} H}{m} + \rho_0 M - 2\rho_{c0} C - \frac{i\rho_{c0} H F(\omega)}{k_0 \omega_n} \right) \mp \right.$$

$$\mp \left[\left(\frac{\alpha \rho_{c0} H}{m} + \rho_0 M - 2\rho_{c0} C - \frac{i\nu \rho_{c0} H F(\omega)}{k_0 \omega_n} \right)^2 - \right.$$

$$\left. \left. - 4(MH - C^2) \left(\frac{\alpha \rho_0 \rho_{c0}}{m} - \rho_{c0}^2 - \frac{i\nu \rho \rho_{c0} F(\omega)}{k_0 \omega_n} \right) \right]^{1/2} \right\}$$

$$\frac{p_{n1,2}}{\sigma_{n1,2}^f} = \left[\left(\frac{k_{1,2}}{\omega_n}\right)^2 - \left(\frac{M\rho_0 - C\rho_{c0}}{MH - C^2}\right) \right] \left[\left(\frac{k_{1,2}}{\omega_n}\right)^2 - \frac{\rho_0(M - C) + \rho_{c0}(H - C)}{MH - C^2} \right]^{-2}$$

(1.7)

Из (1.6) следует, что в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа, могут распространяться в одну сторону два типа продольных волн. Индекс 1 и знак минус в (1.6) соответствует быстрой, а индекс 2 и знак плюс медленной волнам по терминологии [1]. С учетом этого решение системы (1.4) имеет вид

$$p_c(x, t) = \sum_{n=0}^L [p_{n,1} \exp i(\omega_n t - k_1 x) + p_{n,2} \exp i(\omega_n t - k_2 x)] + p_{c0}$$

$$\sigma^f(x, t) = \sum_{n=0}^L [\sigma_{n,1}^f \exp i(\omega_n t - k_1 x) + \sigma_{n,2}^f \exp i(\omega_n t - k_2 x)]$$

Величины $p_{n,1}$, $\sigma_{n,1}^f$; $p_{n,2}$, $\sigma_{n,2}^f$ соответствуют начальным амплитудам волн с волновыми числами k_1 и k_2 и определяются из разложения в дискретный ряд Фурье начального сигнала

$$p_c(0, t) = \sum_{n=0}^L (p_{n,1} + p_{n,2}) \exp i\omega_n t + p_{c0}$$

$$\sigma^f(0, t) = \sum_{n=0}^L (\sigma_{n,1}^f + \sigma_{n,2}^f) \exp i\omega_n t$$

с использованием соотношений (1.7).

Величины $p(0, t)$ и $\sigma^f(0, t)$ задаются граничными условиями на входе в среду [3]. Для «жидкого» поршня задано давление в жидкости на границе $p_c(0, t) - p_{c0} = \Delta p_0(t)$ и эффективное напряжение $\sigma^f(0, t) = 0$. Для «непроницаемого» поршня задается первая компонента полного тензора

напряжений $\sigma'(0, t) - p_c(0, t) - p_{c0} = \sigma_0(t)$ и равенство деформаций твердого скелета и жидкости.

Данный метод решения линеаризованной системы (1.4) с учетом рассмотренных граничных условий был реализован на ЭВМ и результаты расчетов приведены ниже при сравнении с опытными данными.

2. Опыты проводились на установке типа «ударная труба». Рабочий участок, представляющий собой вертикально расположенную толстостенную стальную трубу диаметром 10^{-2} и длиной 0,54 м, заполнялся пористой средой. Между пористой средой и стенкой трубы располагалась фторопластовая пленка толщиной $3 \cdot 10^{-5}$ м для исключения влияния трения пористой среды о стенки рабочего участка на процесс распространения возмущения давления. В качестве пористой среды использовалась упаковка из спеченных оргстеклянных шариков диаметром $(0,2-0,25) \cdot 10^{-3}$ м, запекаемых непосредственно в рабочем участке.

После откачки воздуха из рабочего участка форвакуумным насосом он заполнялся жидкостью (керосином). Затем жидкость была вытеснена воздухом до остаточной насыщенности жидкости, равномерно распределенной по объему рабочего участка. Повторное заполнение рабочего участка керосином проводилось при его постоянном расходе, величина которого определяет остаточное газосодержание в диапазоне от 0,01 до 0,1. Для получения меньших газосодержаний в опытах статическое давление p_{c0} в рабочем участке увеличивалось и начальное газосодержание $\varphi_0 = \varphi_0^a p_a / p_{c0}$ уменьшалось по сравнению с газосодержанием φ_0^a при атмосферном давлении p_a . Величина φ_0^a определялась по измеренному поднятию уровня жидкости Δh в мерной трубе над пористой средой при уменьшении начального давления p_{c0} до p_B

$$\varphi_0^a = p_B \Delta h S_h / [m \Delta H S_H (p_0 - p_B)]$$

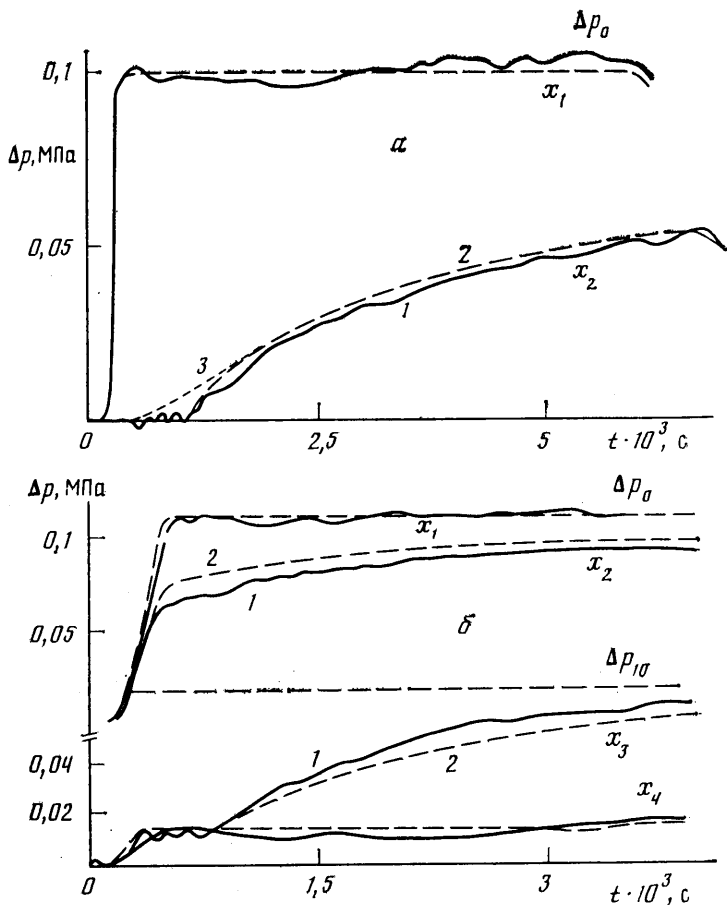
где ΔH — высота пористой среды, S_h , S_H — сечения мерной трубки и пористой среды соответственно.

При газосодержании $\varphi_0 < 0,1$ газовая фаза находится в насыщенной жидкостью пористой среде в виде газовых пузырьков. Равномерность распределения пузырьков по длине пористой среды контролировалась по скорости распространения возмущений давления.

Возмущения давления ступенчатой формы создавались в воздушной ударной трубе при разрыве диафрагмы, разделяющей камеру высокого и низкого давлений. При падении воздушной ударной волны на границу пористой среды в двухфазной смеси возникает давление, равное давлению в отраженной воздушной волне $\Delta p_0(t)$, и реализуется граничное условие «жидкий» поршень. Регистрация профилей волн давления проводилась пьезоэлектрическими датчиками давления с диаметром чувствительного элемента $2 \cdot 10^{-3}$ м, расположенными по длине рабочего участка. Чувствительные элементы датчиков не касались скелета пористой среды и измеряли давление в жидкой фазе. Сигналы с датчиков через высокоомные усилители регистрировались на осциллографах.

3. В результате проведенных опытов показано, что в консолидированной пористой среде, насыщенной керосином с пузырьками воздуха, распространяется два типа продольных волн — быстрая, с амплитудой Δp_1 , и медленная, с амплитудой Δp_2 ; $\Delta p_0 = \Delta p_{10} + \Delta p_{20}$ — амплитуда входящей в пористую среду волны. Параметры среды $m = 0,35$, $k_0 = 18 \cdot 10^{-12}$ м², $K_B = 1,2 \cdot 10^9$ Н/м², $\nu = 1,7 \cdot 10^{-6}$ м²/с были одинаковыми для всех проведенных опытов.

На фиг. 1 (линия 1) показан характер эволюции начального ступенчатого профиля давления при различных объемах газосодержания φ_0 и начальных статических давлениях p_{c0} . Здесь $x_1 = 0$, $x_2 = 0,028$, $x_3 = 0,137$, $x_4 = 0,346$, фиг. 1, а — $\varphi_0 = 0,026$, $p_{c0} = 0,1$ МПа, фиг. 1, б — $\varphi_0 = 0,0024$, $p_{c0} = 0,3$ МПа. С ростом p_{c0} время нарастания давления в волне на границе увеличивается за счет «размытости» фронта воздушной волны и характерная частота волны много меньше ω_p . Скорость быстрой волны определяется в основном сжимаемостью пористого скелета и слабо зависит от величины объемного газосодержания. Обработка опытных данных по скорости быстрой волны показала, что в пределах точности измерений скорости $\sim 10\%$ для $\Delta p_1 / p_{c0} < 0,05$ она совпадает с расчетным значением. Модуль объемной упругости твердого скелета K_B вычислялся по измеренной скорости волны в сухой засыпке и был равен $1,2 \cdot 10^9$ Н/м². Модуль сдвига скелета $\mu = 0,41 K_B$.



Фиг. 1

Величина присоединенной массы жидкости $\alpha=3$ была получена из обработки опытных данных по скорости медленной волны в спеченных оргстеклянных шариках, насыщенных жидкостями с различными сжимаемостями и плотностями. Во всем изученном диапазоне параметров возмущений и среды в опытах наблюдается интенсивное выполаживание переднего фронта медленной волны, обусловленное определенным влиянием межфазного трения на процесс эволюции волны. С ростом газосодержания процесс выполаживания усиливается. Амплитуда быстрой волны и крутизна ее переднего фронта мало изменяются по длине рабочего участка.

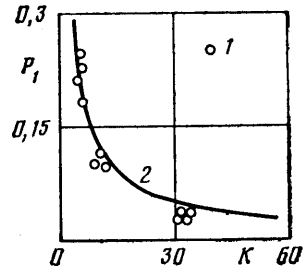
Линией 2 на фиг. 1 показаны результаты расчетов профилей волны давления, приведенные для граничного условия жидкий поршень при начальных параметрах среды, соответствующих условиям проведенных опытов. Результаты расчетов хорошо описывают эволюцию волн и соотношения начальных амплитуд быстрой (Δp_{10}) и медленной (Δp_{20}) при их выделении из начального сигнала Δp_0 . Отметим, что в расчетах показатель адиабаты γ был заменен на показатель изотермы $\kappa=1$, так как время охлаждения пузырька в волне [9] $\tau=(R_0^2/\pi^2 a)^{1/2}$ много меньше времени нарастания давления во фронте волны, а — температуропроводность воздуха. Диаметр пузырька воздуха в пористой среде определяется размером поры и для условий опытов был равен $d=2 \cdot R_0 \approx 10^{-4}$ м.

Опытные данные (1) и результаты расчетов (2) по зависимости амплитуды быстрой волны на входе в среду от отношения модулей объемной упругости скелета и газожидкостной смеси приведены на фиг. 2 ($P_1=$

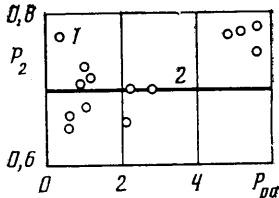
$=\Delta p_{10}/\Delta p_0$). С ростом $K=K_B/K_c$, что соответствует увеличению объемного газосодержания ϕ_0 , амплитуда быстрой волны существенно уменьшается. Опытные данные хорошо описываются результатами расчетов. На больших временах система (1.4) для эволюции медленной волны сводится к уравнению теплопроводности [11], решение которого для начального ступенчатого сигнала имеет вид

$$\Delta p_2(x, t) = \Delta p_{20} \operatorname{erfc}(x/2\sqrt{a_0 t}) \quad (3.1)$$

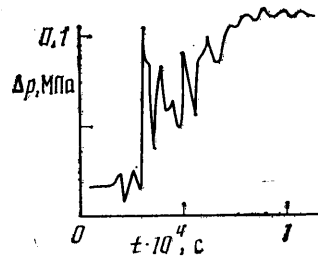
где $a_0 = c_0^2 k_0 / m\nu$. Профиль волны, рассчитанный по (3.1), показан на фиг. 1, а (линия 3). В отличие от точного решения соотношение (3.1) дает бесконечную скорость распространения, но хорошо описывает профиль медленной вол-



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

ны за фронтом. С ростом амплитуды волны нелинейность среды начинает оказывать влияние на эволюцию медленной волны. На фиг. 3 приведены опытные данные по зависимости максимального давления в медленной волне длительностью $t_0 = 5,5 \cdot 10^{-3}$ с на малом расстоянии от входа в среду $x = 0,028$ м от амплитуды начального сигнала $P_2 = \Delta p_2 / \Delta p_0$. Для $P_{00} = \Delta p_0 / p_{c0} > 5$ вклад нелинейных эффектов в затухание волны становится существенным.

В отличие от медленной волны в быстрой диссипативные потери малы и нелинейны, дисперсионные эффекты из-за пульсаций пузырьков проявляются при существенно меньших амплитудах волн. Для достаточно сильной волны ступенчатого типа с крутым передним фронтом это приведет, как и в жидкости с пузырьками газа [9], к возможности осциллирующей структуры ударной волны. На фиг. 4 показана осциллирующая структура переднего фронта быстрой волны в пористой среде, насыщенной керосином с пузырьками воздуха. Зона релаксации в волне обусловлена межфазным трением на границе жидкость — твердый скелет и выравниванием температур в жидкости и газе. Частота осцилляций переднего фронта волны близка к резонансной частоте колебаний пузырька, как и в жидкости с пузырьками газа. Для описания осциллирующих структур волн необходимы численные расчеты системы (1.4) с учетом ее правых частей и соотношения (1.5).

ЛИТЕРАТУРА

1. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I—II // J. Acoust. Soc. Amer. 1956. V. 28. № 2. P. 168—191.
2. Plona T. J. Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonics frequencies // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. № 4. P. 259—261.

3. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984. 232 с.
4. Bedford A., Stern M. A model for propagation in gassy sediments // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. P. 409—417.
5. Anderson A. L., Hampton L. D. Acoustics of gas-bearing sediments. 1. Background. 2. Measurements and models. // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 67. № 6. P. 1865—1903.
6. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М.: Недра, 1974. 192 с.
7. Накоряков В. Е., Соболев В. В., Шрейбер И. Р. Длинноволновые возмущения в газожидкостной смеси // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 5. С. 71—76.
8. Нигматулин Г. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
9. Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984. 301 с.
10. Слеттери Д. С. Теория переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах. М.: Энергия, 1978. 448 с.
11. Chandler R. N., Johnson D. L. The equivalence of quasistatic flow in fluid-saturated porous media and Biot's slow wave in the limit of zero frequency // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 5. P. 3391—3395.

Новосибирск

Поступила в редакцию
22.V.1986