

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООБМЕНА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Ситдикова Л.Ф.

научный руководитель д-р физ.-мат. наук Гималтдинов И.К.

*Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета*

Изучение процессов распространения упругих волн в пористых средах важно не только с точки зрения определения их характеристик и состава, но и с точки зрения получения сред с заданными физическими свойствами. При этом важно помнить, что тепловое взаимодействие между фазами среды может оказывать существенное влияние на распространение акустических волн.

В работе рассматриваются волновые процессы во влажных насыщенных паром пористых средах с учетом межфазных сил взаимодействия, тепло- и массообмена между скелетом пористой среды, жидкостью и паром. Получено дисперсионное соотношение, на основе которого исследована зависимость коэффициента затухания и фазовой скорости от частоты.

При описании распространения одномерных волн во влажной пористой среде примем следующие допущения: значения длин рассматриваемых волн намного больше размеров пор; скорости жидкой пленки и скелета при прохождении волны равны. В качестве характерных размеров среды примем средний радиус пор –  $a_0$ , среднюю толщину водной пленки –  $h_0$  и среднюю полутолщину стенок пор –  $b_0$  (рис. 1).

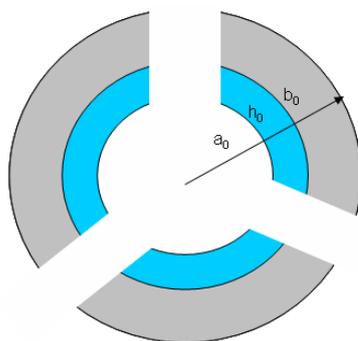


Рис. 1. Ячейка пористой среды.

Система уравнений, описывающих рассматриваемый процесс, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \rho_{l0} \frac{\partial v_s}{\partial x} &= -I, \quad \frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \rho_{v0} \frac{\partial v_v}{\partial x} = I, \quad \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \rho_{s0} \frac{\partial v_s}{\partial x} = 0, \\ \rho_{v0} \frac{\partial v_v}{\partial t} &= -\alpha_{v0} \frac{\partial p_v}{\partial x} - F, \quad F = F_m + F_\mu + F_B, \\ \rho_{v0} \frac{\partial v_v}{\partial t} + \rho_{s0} \frac{\partial v_s}{\partial t} + \rho_{l0} \frac{\partial v_l}{\partial t} &= \alpha_{s0} \frac{\partial \sigma_s}{\partial x} - \alpha_{v0} \frac{\partial p_v}{\partial x}, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= \frac{1}{E_s} \frac{\partial \sigma_s}{\partial t} + \frac{\sigma_s}{\mu_s}, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial v_s}{\partial x}, \quad p_v = \rho_{v0}^0 B T'_v. \end{aligned}$$

Здесь  $p_v$  – давление в паре,  $\alpha_s$ ,  $\alpha_l$  и  $\alpha_v$  – объемные содержания твердой, жидкой и паровой фаз соответственно,  $\sigma_s$  – напряжение в скелете;  $F_m$  – сила присоединенных масс, вызванная инерционным взаимодействием фаз,  $F_\mu$  – аналог силы вязкого трения

Стокса,  $F_B$  – аналог силы Бассэ, проявляющейся при высоких частотах из-за нестационарности вязкого пограничного слоя около границы с твердой фазой,  $\mu_v$  – динамическая вязкость пара;  $\rho_j, \rho_j^0, \nu_j, p_j, \alpha_j, a$  – средняя по объему и средняя по фазе плотности, скорость, давление, объемные содержания, размер пор.

Дополнительным индексом (0) внизу снабжены параметры, соответствующие невозмущенному состоянию, а параметры без этого индекса выражают малые возмущения параметров от равновесного значения; верхний индекс (0) соответствует истинному значению параметра.

Для описания неоднородностей температуры произведем схематизацию структуры среды, используя ячеистую схему. При этом пористую среду, насыщенную газом, примем как систему сферических паровых пузырьков, окруженных слоем жидкости и материала скелета. Таким образом, в каждой макроскопической точке, определяемой координатой  $x$ , вводим типичную ячейку, состоящую из парового пузырька со слоем жидкости и приходящегося на него скелета. Внутри ячейки имеется распределение микропараметров, а именно температуры  $T'_j(t, x, r)$  и плотности пара  $\rho_v^0(t, x, r)$ , где  $r$  – микрокоордината, отсчитываемая от центра ячейки. В дальнейшем штрихами наверху снабжены микропараметры.

Распределения температур и паросодержания в ячейке пористой среды получим на основе системы уравнений теплопроводности:

$$\rho_{v0}^0 c_v \frac{\partial T'_v}{\partial t} = \lambda_v r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T'_v}{\partial r} \right) + \frac{\partial p_v}{\partial t}, \quad (0 < r < a_0)$$

$$\rho_{l0}^0 c_l \frac{\partial T'_l}{\partial t} = \lambda_v \frac{\partial^2 T'_v}{\partial r^2}, \quad (a_0 < r < a_0 + h_0)$$

$$\rho_{s0}^0 c_s \frac{\partial T'_s}{\partial t} = \lambda_s \frac{\partial^2 T'_s}{\partial r^2}, \quad (a_0 + h_0 < r < a_0 + b_0 + h_0)$$

где  $\lambda_j$  и  $c_j$  – соответственно коэффициенты теплопроводности и удельной теплоемкости при постоянном давлении ( $j = v, l, s$ ). Граничные условия для данной системы имеют вид:

$$T'_v = T'_l, \quad \lambda_l \frac{\partial T'_l}{\partial r} = \lambda_v \frac{\partial T'_v}{\partial r} + JI, \quad T'_a = T_0 \frac{p'_v}{\rho_{v0}^0 l}; \quad (r = a_0)$$

$$T'_l = T'_s, \quad \lambda_s \frac{\partial T'_s}{\partial r} = \lambda_l \frac{\partial T'_l}{\partial r}; \quad (r = a_0 + h_0) \quad 8/$$

$$\frac{\partial T'_v}{\partial r} = 0, \quad (r = 0); \quad \frac{\partial T'_s}{\partial r} = 0; \quad (r = a_0 + b_0 + h_0).$$

Здесь  $I$  и  $J$  – интенсивности фазовых переходов, отнесенные к единице объема и к единице площади поверхности раздела фаз.

Решение системы уравнений будем искать в виде затухающих бегущих волн:

$$\rho_j^0, \nu_j, p_j, \alpha_j \cong \exp[i(Kx - \omega t)], \quad T'_j = T_j(r) \exp[i(Kx - \omega t)], \quad K = k + i\delta,$$

где  $\omega$  – круговая частота,  $K$  – комплексное волновое число,  $\delta$  – коэффициент затухания.

После ряда преобразований, получим дисперсионное соотношение, на основе которого можно проанализировать распространение волн в среде.

В расчетах параметры фаз взяты при температуре среды 373K. Для резины:  $\rho_{s0}^0 = 920$  кг/м<sup>3</sup>,  $\mu_s = 10^{-8}$  Па·с,  $\lambda_s = 0,15$  Дж/(м·с·К),  $c_s = 1571$  Дж/(кг·К),

$E_s = 10^8$  Па; для пара:  $\rho_{v0}^0 = 0,023$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_v = 1948$  Дж/(кг · К),  $\gamma = 1,38$ ,  $\lambda_v = 0,019$  Дж/(м · с · К),  $\mu_v = 1,23 \cdot 10^{-5}$  Па · с; для воды:  $\rho_{l0}^0 = 1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_l = 4200$  Дж/(кг · К),  $C_l = 1500$  м/с,  $\lambda_l = 0,6$  Дж/(м · с · К).

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента затухания и фазовой скорости обеих волн от частоты для разных размеров пор среды. Линии 1 соответствуют размерам пор  $a_0 = 10^{-3}$  м,  $b_0 = 3 \cdot 10^{-5}$  м,  $h_0 = 10^{-6}$  м,  $\alpha_v = 0,889$ ,  $\alpha_s = 0,084$ ; линии 2 – порам с  $a_0 = 10^{-4}$  м,  $b_0 = 3 \cdot 10^{-5}$  м,  $h_0 = 10^{-6}$  м,  $\alpha_v = 0,364$ ,  $\alpha_s = 0,515$ . Сплошные линии соответствуют параметрам «медленной» волны. Графики построены с учетом массо- и теплообмена. Видно, что коэффициенты затухания «медленной» волны для рассматриваемых случаев отличаются приблизительно на порядок – для более мелкодисперсной среды коэффициент затухания для соответствующих частот больше. Это связано с тем, что при прохождении акустической волны по пористой среде она приводит газовую фазу, заключенную в ее порах, в колебательное движение, и более мелкие поры создают большее сопротивление потоку газа, чем крупные, в связи с увеличением удельной поверхности.

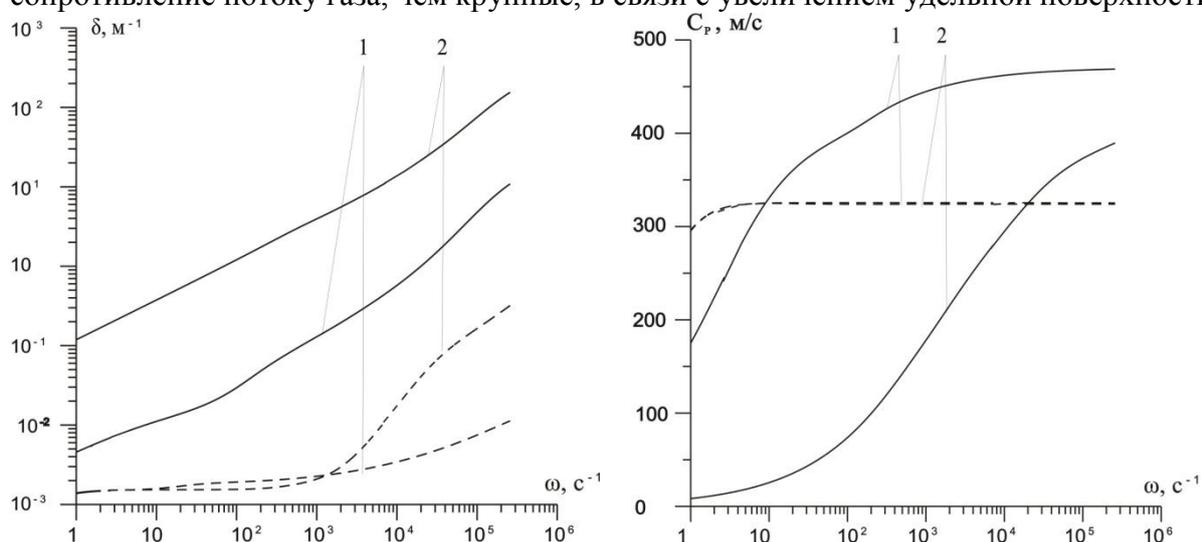


Рис. 2. Зависимость фазовой скорости  $C_p$  и коэффициента затухания  $\delta$  «медленной» (сплошные линии) и «быстрой» (штриховые линии) волн от частоты  $\omega$  для системы «резина – воздух» (характерные размеры среды: линии 1 –  $a_0 = 10^{-3}$  м, линии 2 –  $a_0 = 10^{-4}$  м).

По проведенным исследованиям можно заключить, что в зависимости от характерных размеров пор среды и диапазонов частот, на распространение акустических волн основополагающее влияние могут оказывать как теплообменные, так и массообменные процессы, а также тепло- и массообменные процессы в совокупности. Результаты работы также могут быть использованы для подбора параметров среды в зависимости от условий эксплуатации пористого материала.