

УДК 534.24, 534.25

**ОСОБЕННОСТИ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ЗВУКА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА
МЕЖДУ ВОДОЙ И ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТЬЮ**

В. В. Сарпулова

**REFRACTION AND REFLECTION SOUND AT THE INTERFACE BETWEEN WATER
AND BUBBLE LIQUID**

V. V. Sarapulova

В работе представлены результаты теоретического расчета фазовой скорости и коэффициента затухания для пузырьковой жидкости, коэффициентов отражения и преломления при нормальном и косом падении акустической волны на границу раздела “вода – пузырьковая вода”, а так же зависимость угла преломления от частоты возмущений и угла падения. На основе полученных аналитических выражений и анализа численных расчетов установлено, что в случае, когда волна падает со стороны пузырьковой жидкости на границу раздела, для низкочастотной области существует критический угол падения, при углах больше которого происходит полное внутреннее отражение. Показано, что полное внутреннее отражение не реализуется, когда волна падает со стороны воды на границу раздела.

The paper presents the results of a theoretical calculation of the phase velocity and attenuation coefficient for bubble liquid, reflection and refraction coefficients at normal and oblique incidence of the acoustic wave on the interface “water - bubble water”, as well as the dependence of the angle of refraction on the frequency of perturbations and the angle of incidence. The analytical expressions and numerical calculations analysis revealed that in the case where the wave is incident from the bubble liquid on the interface, there is a critical angle of incidence to the low frequency domain, and at greater angles total internal reflection occurs. The paper shows that total internal reflection does not occur when the wave is incident from the water side on the interface.

Ключевые слова: акустика пузырьковой жидкости, коэффициенты отражения и преломления, полное внутреннее отражение, звуковой канал.

Keywords: bubble liquid acoustics, reflection and refraction, total internal reflection, sound channel.

Введение

Известно, что выбросы газовых пузырьков в водоеме мешают работе гидролокатора, отражая звуковой импульс и, тем самым, скрывая объекты, находящиеся позади себя. Поэтому, завесу из смеси жидкости с газовыми пузырьками можно использовать в качестве защитного слоя для подводных объектов от воздействия ударных волн, для “маскировки” при гидролокации, а также в качестве подводного звукового канала.

Пузырьковая жидкость является интересным необычной средой в плане изучения волновых процессов [10; 9]. Наиболее полная математическая модель, описывающая распространение малых возмущений в жидкости с газовыми пузырьками, представлена в [11]. Распространение звуковых волн в двухфракционных смесях жидкости рассмотрено в [7], где также приведено сравнение теории с экспериментальными данными из [4]. Особенности отражения и преломления звука на границе воды и воды с пузырьками при прямом падении акустической волны изучались в [1; 3; 2]. Однако проблема отражения и преломления акустических волн при косом падении на границу раздела до настоящего времени осталась незатронутой как в теоретическом, так и в экспериментальном плане.

В настоящей работе анализируется отражение и преломление акустических волн на границу раздела между “чистой” и пузырьковой жидкостью при косом падении. Установлено, что для волн, падающих со стороны чистой воды, при любом угле падения угол преломления меньше прямого угла и, следовательно, она всегда проникает в зону, охваченную пузырько-

вой водой. В обратной ситуации, когда волна падает со стороны воды с пузырьками на границу раздела, показано, что для низкочастотной зоны ($\omega < \omega^{(R)}$, $\omega^{(R)}$ – собственная частота пузырька) при углах падения $\theta^{\square\square\square}$, превышающих некоторое предельное значение $\theta_*^{(0)} \square \theta^{(0)} \geq \theta_*^{(0)} \square\square\square$, зависящее от параметров дисперсной смеси, $\square\square$ происходит полное внутреннее отражение. И, следовательно, слой пузырьковой жидкости в воде представляет собой звуковой канал.

Основные уравнения

Запишем согласно [11] линеаризованные уравнения сохранения масс, числа пузырьков, импульсов и изменения давления в пузырьках в предположении однородности

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \rho_{l0} \frac{\partial v_l}{\partial x} &= 0, \quad \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \\ + \rho_{g0} \frac{\partial v_g}{\partial x} &= 0, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \\ (\rho_{l0} + \rho_{g0}) \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p_l}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial p_g}{\partial t} &= - \frac{3 \gamma p_{g0}}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} - \frac{3(\gamma - 1)}{4 \pi a_0^3} q, \\ \rho_l &= \rho_l^0 \alpha_l, \quad \rho_g = \rho_g^0 \alpha_g, \quad \alpha_l + \\ + \alpha_g &= 1, \quad \alpha_g = \frac{4}{3} \pi n a^3. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь нижние индексы $i = l$ и g относятся к параметрам жидкой и газовой фаз; $\rho_i, \rho_i^0, v_i, \pi, \alpha_i, a, n$ – средняя по фазе и средняя по смеси плотности, скорость, давление, объемное содержание, радиус пузырьков, число пузырьков в единице объема смеси соответственно, q и γ – интенсивность теплообмена, отнесенная к единице площади поверхности, и показатель адиабаты газа.

Уравнения состояния для жидкой и газовой фаз примем как

$$p_l = p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), p_g = R_g \rho_g^0 T_g, \quad (2)$$

где R_g – газовая постоянная, T_g и ρ_g^0 – распределение температуры и плотности в пузырьках. Дополнительный нижний индекс (0) относится к равновесному состоянию.

При описании динамики радиального движения пузырьков будем полагать, что радиальная скорость состоит из двух слагаемых

$$\frac{\partial a}{\partial t} = w, \quad w = w^{(R)} + w^{(A)}. \quad (3)$$

Причем $w^{(R)}$ описывается уравнением Рэлея-Ламба

$$a_0 \frac{\partial w^{(R)}}{\partial t} + \frac{3}{2} w^{(R)2} = \frac{p_g - p_l}{\rho_{l0}^0}. \quad (4)$$

Акустическая добавка $w^{(A)}$, которая находится из решения задачи о сферической разгрузке [11] на сфере, запишется как

$$w^{(A)} = \frac{p_g - p_l}{\rho_{l0}^0 C_l \alpha_{g0}^{1/3}}.$$

Для описания межфазного теплообмена необходимо добавить уравнение теплопроводности и граничные условия для газа в пузырьках

$$\rho_{g0}^0 c_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_g r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + \frac{\partial p_g}{\partial t}, r < a_0, \quad (5)$$

$$T_g = T_0, r < a_0, \frac{\partial T_g}{\partial r} = 0, r = 0, q = -\lambda_g \left(\frac{\partial T_g}{\partial r} \right)_{a_0},$$

где c_g – теплоемкость газовой фазы при постоянном давлении.

Решение вышеприведенной системы ищется в виде затухающей бегущей волны

$$(p, v, a, n) = A_{(p)}, A_{(v)}, A_{(a)} A_{(n)} \exp[i(Kx - \omega t)],$$

$$\Gamma = A_{(\Gamma)}(r) \exp[i(Kx - \omega t)], \quad (6)$$

$$(K = k + i\delta, C_p = \omega/k),$$

где ω – частота возмущений, K – волновой вектор, C_p и δ – фазовая скорость и коэффициент затухания. Из условия существования нетривиального решения вида (6) системы (1) – (5) следует дисперсионное уравнение:

$$\frac{K^2}{\omega^2} = \frac{(1 - \alpha_{g0})^2}{C_l^2} + \frac{1}{C_M^2} \Psi, \quad \Psi = \frac{1}{Q} - \frac{\omega^2}{\chi \omega^{(R)2}},$$

$$Q = 1 + 3(\gamma - 1)(z \operatorname{cthz} - 1) / z^2,$$

$$C_M = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_{l0}^0 \alpha_{g0} (1 - \alpha_{g0})}}, \quad (7)$$

$$z = \sqrt{-i\omega a_0^2 / v_g^{(T)}}, \quad \omega^{(R)} = a_0^{-1} \sqrt{3\gamma p_0 / \rho_{l0}^0},$$

$$v_g^{(T)} = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_{g0}^0},$$

$$\chi = 1 - i\omega t_A, t_A = a_0 \alpha_{g0}^{-1/3} C_l^{-1}.$$

Запишем уравнение, которое следует из уравнений импульсов из (1) для решений вида (6):

$$A_{(v)} = \frac{K}{\omega} \frac{A_{(p)}}{\rho_{l0} + \rho_{g0}}. \quad (8)$$

Здесь $A_{(v)}$ и $A_{(p)}$ – амплитуды для возмущения скорости и давления воды в пузырьковой жидкости.

Коэффициенты отражения и преломления

Пусть на плоскую границу раздела между жидкостью и газонасыщенной жидкостью падает волна. Будем полагать, что, как и в случае обычных однофазных сред, отраженная от границы и преломленная волны представляют плоские гармонические волны [8]. Тогда, в зоне воды малые возмущения представляют сумму из двух гармонических волн, а в зоне пузырьковой жидкости – одну гармоническую волну. Возмущения, соответствующие падающей, отраженной и преломленной волнам, снабдим верхними значками (0), (r) и (s). Тогда условие неразрывности нормальных составляющих скоростей и давления на границе раздела можно записать как

$$p^{(0)} + p^{(r)} = p^{(s)},$$

$$v_a^{(0)} \cos \theta^{(0)} - v_a^{(r)} \cos \theta^{(r)} = v_a^{(s)} \cos \theta^{(s)}. \quad (9)$$

Здесь $\theta^{(0)}$, $\theta^{(r)}$ и $\theta^{(s)}$ – соответственно углы падения, отражения и преломления. Ось x направим вертикально вверх в сторону воды, а ось y направим так, чтобы волновой вектор был параллелен координатной плоскости xoy . Тогда для падающей, отраженной и преломленной волн вида (6) при косом падении можем записать:

$$p^{(0)} = A_p^{(0)} \exp \left[i \left(K^{(0)} (n_x^{(0)} x + n_y^{(0)} y) - \omega t \right) \right],$$

$$p^{(r)} = A_p^{(r)} \exp \left[i \left(K^{(r)} (-n_x^{(r)} x + n_y^{(r)} y) - \omega t \right) \right],$$

$$p^{(s)} = A_p^{(s)} \exp \left[i \left(K^{(s)} (n_x^{(s)} x + n_y^{(s)} y) - \omega t \right) \right], \quad (10)$$

$$(n_x^{(0)} = \cos \theta^{(0)}, n_y^{(0)} = \sin \theta^{(0)}, n_x^{(r)} = \cos \theta^{(r)},$$

$$n_y^{(r)} = \sin \theta^{(r)}, n_x^{(s)} = \cos \theta^{(s)},$$

$$n_y^{(s)} = \sin \theta^{(s)})$$

Для волновых чисел $K^{(0)}$ и $K^{(r)}$ имеет место

$$K^{(0)} = K^{(r)} = \omega / C_l.$$

Волновое число $K^{(s)}$ определяется из дисперсионного уравнения (7). Амплитуда возмущений скоростей с амплитудами давления связаны выражениями вида (8). Тогда имеет место

$$A_{(v)}^{(0)} = \frac{A_{(p)}^{(0)}}{\rho_{l0} C_l}, \quad A_{(v)}^{(r)} = -\frac{A_{(p)}^{(r)}}{\rho_{l0} C_l}, \quad (11)$$

$$A_{(v)}^{(s)} = \frac{K^{(s)}}{\omega} \frac{A_{(p)}^{(s)}}{\rho_{l0} + \rho_{g0}}.$$

На основе условий (9) для решений вида (10) с учетом (11) при $x = 0$ получим:

$$A_{(p)}^{(0)} \exp(iK^{(0)} n_y^{(0)} y) + A_{(p)}^{(r)} \exp(iK^{(r)} n_y^{(r)} y) = A_{(p)}^{(s)} \exp(iK^{(s)} n_y^{(s)} y),$$

$$A_{(p)}^{(0)} \cos \theta^{(0)} \exp(iK^{(0)} n_y^{(0)} y) - A_{(p)}^{(r)} \cos \theta^{(r)} \exp(iK^{(r)} n_y^{(r)} y) = A_{(p)}^{(s)} \cos \theta^{(s)} \frac{K^{(s)}}{\omega} \frac{\rho_l^0 C_a}{\rho_{l0} + \rho_{g0}} \exp(iK^{(s)} n_y^{(s)} y).$$

Чтобы эти уравнения выполнялись для любых значений y , должны выполняться равенства

$$K^{(0)} n_y^{(0)} = K^{(r)} n_y^{(r)} = K^{(s)} n_y^{(s)}. \quad (13)$$

Отсюда имеем

$$\sin \theta^{(0)} = \sin \theta^{(r)}, \quad (14)$$

$$\sin \theta^{(0)} = \left(K^{(s)} / \omega \right) C_l \sin \theta^{(s)}.$$

Поскольку волновое число $K^{(s)}$ – комплексное, то, как это следует из второго равенства (14), угол преломления также имеет мнимую часть.

Для коэффициентов отражения и преломления, определенных как $R=A_{(p)}^{(r)}/A_{(p)}^{(0)}$ и $S=A_{(p)}^{(s)}/A_{(p)}^{(0)}$ на основе (12) с учетом (13) получим:

$$S = 2 / \left(1 + \frac{C_l K^{(s)}}{\omega} \frac{\rho_l}{\rho_l + \rho_g} \frac{\cos \theta^{(s)}}{\cos \theta^{(0)}} \right), \quad (15)$$

$$R = S - 1.$$

В том случае, когда волна падает со стороны пузырьковой жидкости на границу раздела, вместо второго равенства (14) получим:

$$\sin \theta^{(0)} = \left(\omega / K^{(s)} C_l \right) \sin \theta^{(s)}. \quad (16)$$

Для коэффициентов преломления и отражения в этом случае будем иметь:

$$S = 2 / \left(1 + \frac{\omega}{C_l K^{(s)}} \frac{\rho_l + \rho_g}{\rho_l} \frac{\cos \theta^{(s)}}{\cos \theta^{(0)}} \right), \quad (17)$$

$$R = S - 1.$$

Результаты расчетов

В качестве примера пузырьковой жидкости рассмотрим смесь воды с воздушными включениями. В численных расчетах использовались следующие значения теплофизических [6] параметров при $p_0=0.1$ МПа, $T_0=300$ К: для воды – $C_l=1500$ м/с, $\rho_{l0}^0=1000$ кг/м³; для воздуха – $\rho_{g0}^0=1.3$ кг/м³, $c_g=1006$ Дж/(кг·К), $\lambda_g=0.026$ Вт/(м·К). Для значения радиуса пузырьков приняли следующее значение $a_0=5 \cdot 10^{-4}$ м.

На рис. 1 представлены зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания звука от частоты, иллюстрирующие влияние величины объемного содержания воздуха. Сплошные и пунктирные линии здесь и в дальнейшем соответствуют значениям объемного содержания газовой фазы $\alpha_{g0}=10^{-3}$ и 10^{-2} .

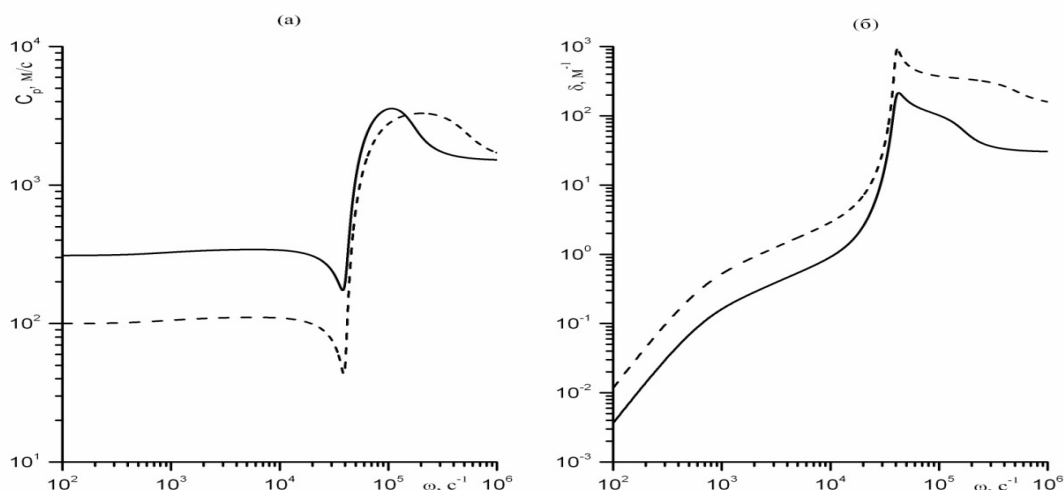


Рис. 1. Фазовая скорость (а) и коэффициент затухания (б)

Из этих графиков видно три характерных диапазона частот, где существенно различаются не только количественная, но и качественная картина дисперсионных кривых. В области низких частот ($\omega \leq \omega^{(R)}$) величина фазовой скорости в пузырьковой жидкости меньше скорости в чистой жидкости, причем её вели-

чина с ростом частоты также растет от значения, определяемого из выражения

$$\frac{1}{C_e^{(T)2}} = \frac{\rho_{l0}^0 \alpha_{g0} (1 - \alpha_{g0})}{p_0} + \left(\frac{1 - \alpha_{g0}}{C_l} \right)^2, \quad (18)$$

до значения

$$\frac{1}{C_f^{(T)2}} = \frac{\rho_{l0}^0 \alpha_{g0} (1 - \alpha_{g0})}{\gamma p_0} + \left(\frac{1 - \alpha_{g0}}{C_l} \right)^2. \quad (19)$$

На основе дисперсионного уравнения (7) нетрудно получить также следующие асимптотические формулы для зависимости коэффициента затухания от частоты возмущений:

$$\delta^{(T)} = \frac{(1 - \gamma^{-1}) C_e^{(T)} \rho_{l0}^0 \alpha_{g0} (1 - \alpha_{g0})}{30} \frac{\omega^2}{p_0 \omega^{(T)}}$$

при $\omega \ll \omega^{(T)}$ и

$$\delta^{(T)} = \frac{3}{2\sqrt{2}} \frac{(1 - \gamma^{-1}) C_f^{(T)} \rho_{l0}^0 \alpha_{g0} (1 - \alpha_{g0})}{p_0} \sqrt{\omega^{(T)}} \quad (20)$$

при $\omega^{(T)} \ll \omega \ll \omega^{(R)}$.

В диапазоне частот $\omega^{(R)} < \omega < \omega^{(C)}$

$$\left(\omega^{(C)} = \omega^{(R)} \sqrt{1 + \rho_{l0}^0 \alpha_{g0} C_l^2 / \gamma p_0} \right) \text{ величины}$$

коэффициента затухания и фазовой скорости принимают аномально высокие значения, поэтому эта зона частот соответствует полосе непрозрачности. Вне этого диапазона ($\omega \geq \omega^{(C)}$) скорость звука и коэффициент затухания стремятся к значениям:

$$C_f = \frac{C_l}{1 - \alpha_{g0}} = C_e \text{ и } \delta_f = \frac{3\alpha_{g0}^{2/3}}{2a_0}. \quad (21)$$

Поскольку для пузырьковой жидкости $\alpha_{g0} \ll 1$, то при объемных содержаниях газовой фазы, удовлетворяющих условию $\alpha_{g0} \gg \alpha^{(C)}$

($\alpha^{(C)} = \gamma p_0 / \rho_{l0}^0 C_l^2$), сжимаемость жидкости не существенна и для величины равновесной скорости звука из формул (18), (19) следует, что $C_e \approx C_M$. При высоких частотах ($\omega \geq \omega^{(C)}$) радиальное движение пузырьков «замораживается» из-за инерции окружающей жидкости и, поэтому, сжимаемость смеси определяется сжимаемостью несущей фазы. В связи с этим скорость звука близка к скорости звука в чистой жидкости $C_f \approx C_l$. Следовательно, пузырьковая жидкость является интересным объектом для процессов преломления и отражения звука.

На рис. 2 и 3 изображены зависимости коэффициентов отражения (а) и преломления (б), представленных как $R = |R| \exp(i\varphi)$ и $S = |S| \exp(i\psi)$, от частоты возмущений при прямом падении волны ($\theta^{(0)} = 0$) на границу раздела между водой и пузырьковой водой. Случай падения волны со стороны воды на границу раздела представлен на рис. 2, из которого видно, что для низкочастотной области ($\omega \leq \omega^{(R)}$) пузырьковая жидкость является по отношению к воде акустически более мягкой средой, так как $|R|=0.65$ и 0.9 ; $|S|=0.35$ и 0.1 для $\alpha_{g0}=10^{-3}$ и 10^{-2} соответственно. При этом отраженный импульс давления будет отрицательным. Для высокочастотной области ($\omega \geq \omega^{(C)}$) модуль коэффициента отражения стремится к нулю $|R|=0$, а модуль коэффициента преломления к единице $|S|=1$, то есть здесь прохождение акустической волны через границу раздела будет происходить практически без искажения.

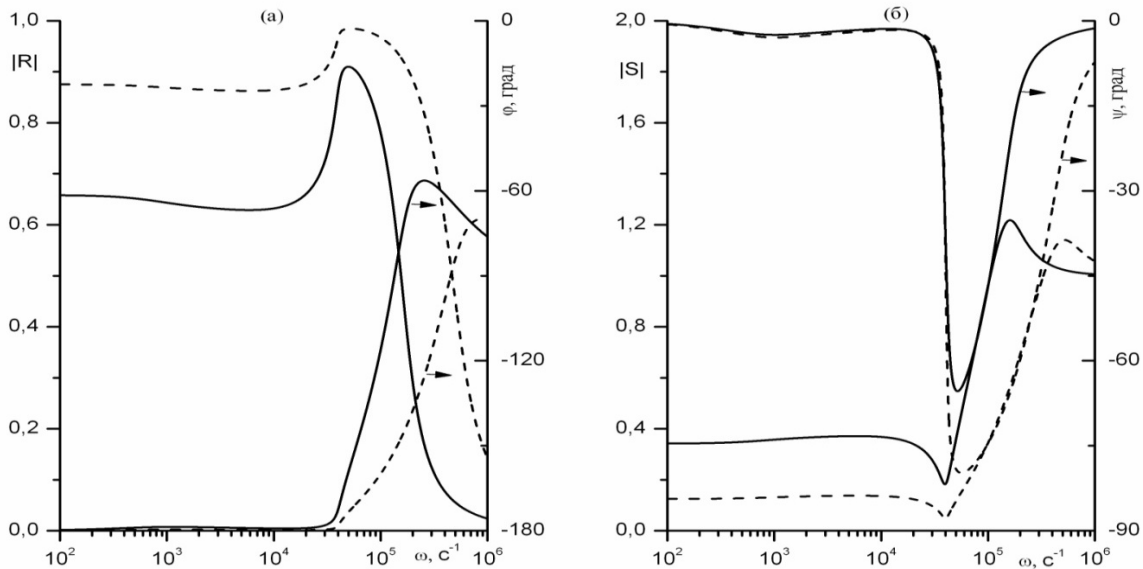


Рис. 2. Коэффициенты отражения (а) и преломления (б) при нормальном падении акустической волны со стороны воды

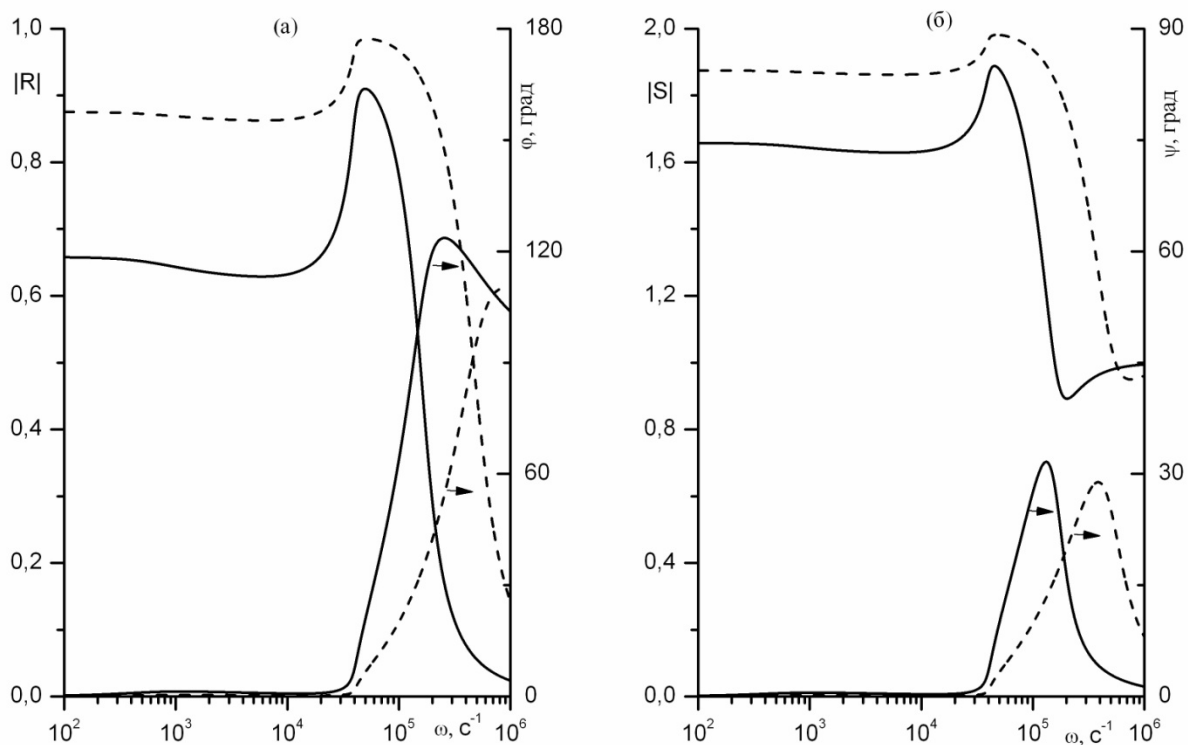


Рис. 3. Коэффициенты отражения (а) и преломления (б) при нормальном падении акустической волны со стороны пузырьковой воды

В обратной ситуации (рис. 3) для достаточно протяженных импульсов ($\omega \leq \omega^{(R)}$) имеет место: $|R|=0.65$ и 0.9 ; $|S|=1.65$ и 1.9 . Таким образом, амплитуда отраженного импульса будет ослабленной относительно исходной, а проходящего – почти в два раза больше для данного примера. Короткие сигналы ($\omega \geq \omega^{(C)}$), аналогично предыдущей ситуации (рис. 2), будут проникать без особой трансформации.

Как следует из графиков для коэффициента затухания (рис. 1(б)) и формулы для δ_f , в данном случае происходит сильное затухание акустических сигналов. Поэтому, пузырьковая завеса сравнительно небольшой толщины (для представленных примеров порядка нескольких десятков сантиметров) имеет свойство полностью «проглатывать» короткие импульсы.

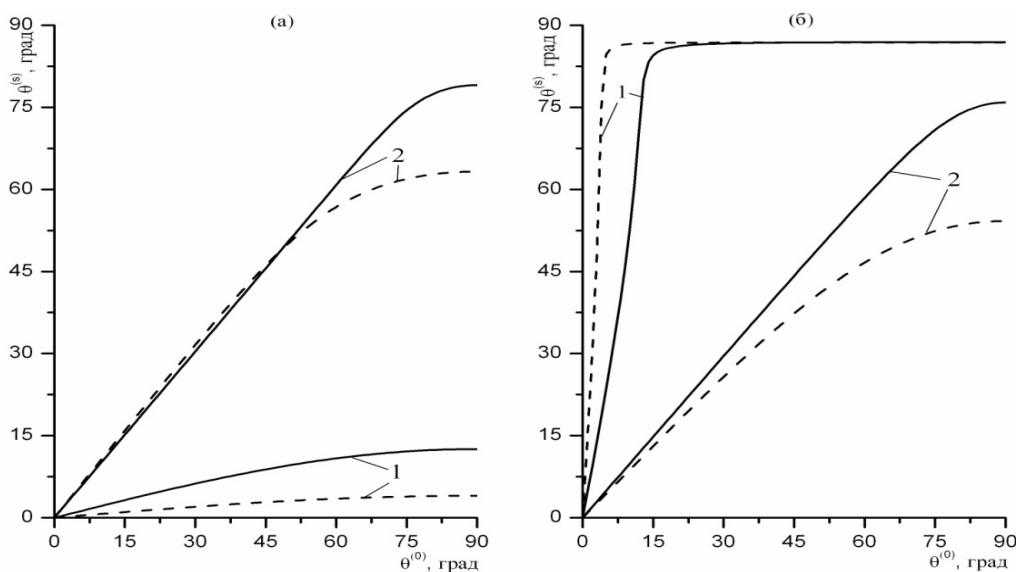


Рис. 4. Угол преломления при падении волны со стороны воды (а) и со стороны пузырьковой жидкости (б) в зависимости от угла падения

На рис. 4 представлены зависимости угла преломления от угла падения волны со стороны воды (а) и со стороны пузырьковой жидкости (б) на границу раздела «вода – пузырьковая вода». Линии 1 и 2 здесь и в дальнейшем соответствуют величинам характерных частот $\omega = 10^3$ ($\omega \leq \omega^{(R)}$) и 10^6 ($\omega \geq \omega^{(C)}$) с^{-1} . Согласно второй формуле из (14) угол преломления $\theta^{(s)}$ является комплексным числом, поскольку волновое число $K^{(s)}$ для пузырьковой системы комплексное. При этом действительная часть будет иметь обычный геометрический смысл. Поэтому, в дальнейшем под углом преломления будем понимать действительную часть $\theta^{(s)}$. Из фрагмента (а) видно, что угол преломления на всем диапазоне изменения угла падения ($0 \leq \theta^{(0)} \leq \pi/2$) меньше прямого угла ($\theta^{(s)} < \pi/2$). Следовательно, при любом угле падения, акустическая волна всегда проникает из чистой жидкости в пузырьковую смесь.

Иная картина реализуется для случая, когда падающая волна идет со стороны дисперсной смеси (б). Видно, что для частоты $\omega = 10^3 \text{ с}^{-1}$ при углах падения $\theta_*^{(0)} \geq 15^\circ$ и $\theta_*^{(0)} \geq 5^\circ$, для $\alpha_{g0} = 10^{-3}$ и 10^{-2} соответственно, угол преломления начинает «прижиматься» к значению $\theta^{(s)} \approx 90^\circ$. Таким образом, в этом случае, будет реализовываться полное внутреннее отражение [8]. Для высоких частот ($\omega \geq \omega^{(C)}$) такая особенность, связанная с полным внутренним отражением, исчезает.

Таким образом, при падении волны со стороны воды на границу раздела она всегда проходит через неё и, следовательно, проникает в дисперсную систему. В случае, когда волна падает со стороны пузырьковой среды на границу раздела, то для низких частот ($\omega \leq \omega^{(R)}$) существует критический угол, зависящий от параметров смеси, при углах больше которого волна полностью отражается от границы раздела. На рис. 5 представлена зависимость критического угла $\theta_*^{(0)}$ от объемного содержания газовых пузырьков в дисперсной системе. Здесь сплошная и пунктирная линии соответствуют значениям частот $\omega = 10^3$ и 10^2 с^{-1} .

На рис. 6 и 7 представлены зависимости коэффициентов отражения (а) и преломления (б) от угла па-

дения волны со стороны воды и пузырьковой смеси соответственно на границу раздела. Из рис. 6 (а) видно, что при малых углах падения линии 2 ($\omega = 10^6 \text{ с}^{-1}$) близки к нулю, что говорит об акустической жесткости пузырьковой жидкости по отношению к воде. А с дальнейшим ростом угла падения величина модуля коэффициента отражения стремится к единице, то есть пузырьковая смесь становится акустически мягкой средой для более косо падения.

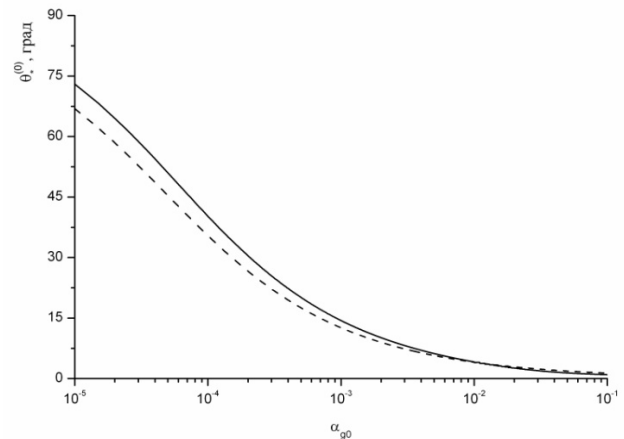


Рис. 5. Зависимость критического угла падения от объемного содержания газовых включений

Из рис. 7 видно, что для $\omega = 10^3 \text{ с}^{-1}$, начиная с критического значения угла падения $\theta_*^{(0)}$, модуль коэффициента отражения равен единице ($|R|=1$). При этом величина коэффициента преломления достигает наибольшее значение ($|S|=2$, $\theta^{(0)} = \theta_*^{(0)}$) и затем монотонно падает до нуля. То есть акустическая волна полностью отражается от границы раздела обратно в смесь воды с пузырьками.

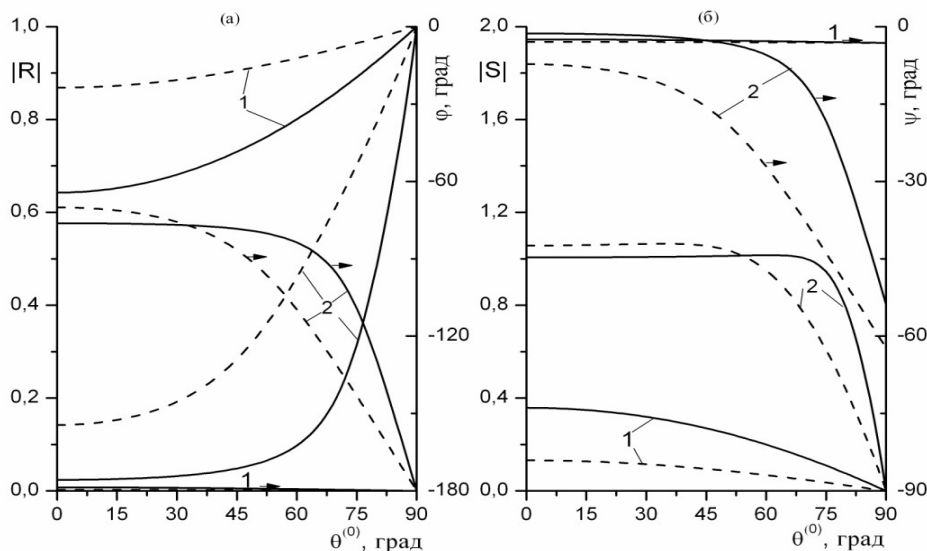


Рис. 6. Коэффициенты отражения (а) и преломления (б) при падении волны со стороны чистой воды

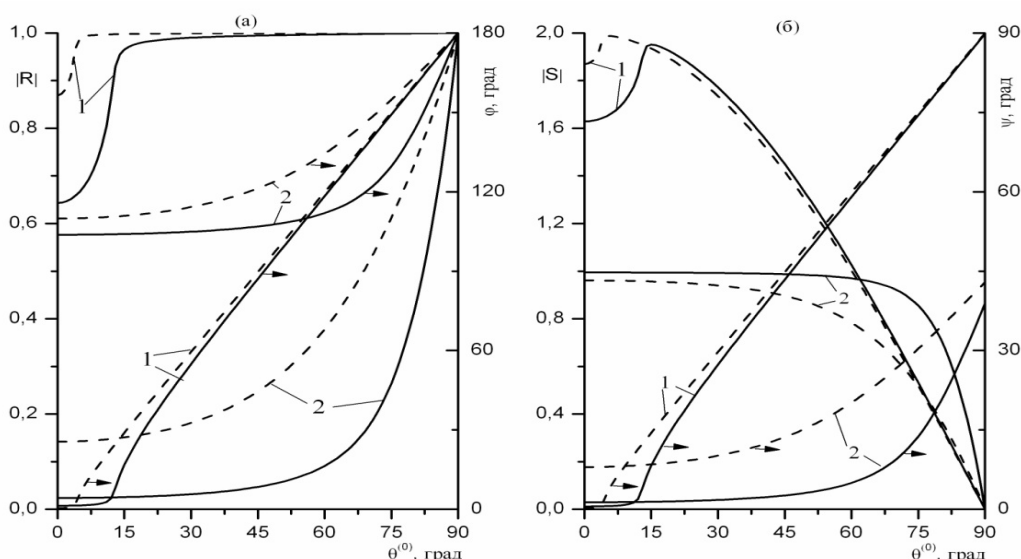


Рис. 7. Коэффициенты отражения (а) и преломления (б) при падении волны со стороны пузырьковой воды

Заключение

1. Показано, что при падении волны со стороны воды на границу раздела она при любом угле падения проходит в пузырьковую жидкость. Для высокочастотных волн ($\omega > \omega^{(C)}$) амплитуда проходящих волн меняется незначительно.

2. Получено, что при падении акустической волны со стороны пузырьковой среды на границу раздела

для низкочастотных волн ($\omega \leq \omega^{(R)}$) существует критический угол падения, при углах больше которого, она полностью отражается от границы раздела.

3. Установлено, что пузырьковый слой в воде обладает свойствами звукового канала.

Литература

1. Acoustic waves in a liquid with a bubble screen / Shagapov, V. Sh. [et al.] // Shock Waves. – 2003. – V. 13. – № 1. – P. 49 – 56.
2. Baranowska, A. Theoretical Studies of Nonlinear Generation Efficiency in a Bubble Layer / A. Baranowska // Archives of acoustics. – 2012. – V. 37. – P. 287 – 294.
3. Karpov, S. Nonlinear wave interactions in bubble layers / S. Karpov, Ф. Prosperetti, L. Ostrovsky // J. Acoust. Soc. Am. – 2003. – V. 113(3). – P. 1304 – 1316.
4. Wilson, P. S. Phase speed and attenuation in bubbly liquids inferred from impedance measurements near the individual bubble resonance frequency / P. S. Wilson, R. A. Roy, W. M. Carey // J. Acoust. Soc. Am. – 2005. – V. 117. – № 4. – P. 1895 – 1910.
5. Бреховских, Л. М. Волны в слоистых средах / Л. М. Бреховских. – М.: Наука, 1973.
6. Варгафтик, Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н. Б. Варгафтик. – М.: Наука, 1972.
7. Губайдуллин, Д. А. Звуковые волны в двухфракционных полидисперсных пузырьковых средах / Д. А. Губайдуллин, Ю. В. Федоров // ПММ. – 2013. – Т. 77. – № 5. – С. 743 – 753.
8. Лепендин, Л. Ф. Акустика / Л. Ф. Лепендин. – М.: Высшая школа, 1978.
9. Накоряков, В. Е. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред / В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев, И. Р. Шрейбер. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 248 с.
10. Нигматулин, Р. И. Динамика многофазных сред / Р. И. Нигматулин. – М.: Наука, 1987.
11. Нигматулин, Р. И. Проявление сжимаемости несущей фазы при распространении волн в пузырьковой среде / Р. И. Нигматулин, В. Ш. Шагапов, Н. К. Вахитова // ДАН СССР. – 1989. – Т. 304. – № 35. – С. 1077 – 1081.

Информация об авторе:

Сарапулова Вероника Владимировна – аспирантка Бирского филиала БашГУ, 8-937-365-08-94, Vero_nika_09@mail.ru.

Veronika V. Sarapulova – post-graduate student at Birsk branch of Bashkir State University.

Статья поступила в редколлегию 18.04.2014 г.