

УДК 534.18

## ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ ОТ СЛОЯ С ПАРОГАЗОВЫМИ ПУЗЫРЬКАМИ ПЕРЕД ЖЕСТКОЙ СТЕНКОЙ В ВОДЕ

© 2023 г. В. Ш. Шагапов<sup>1</sup>, З. А. Булатова<sup>2</sup>, \*, Г. Ф. Шаяхметов<sup>2</sup>, \*\*

<sup>1</sup>Институт механики им. Р.Р. Мавлютова Уфимского федерального исследовательского центра РАН, г. Уфа, Россия

<sup>2</sup>Институт нефтепереработки и нефтехимии ФГБОУ ВО “Уфимский  
государственный нефтяной технический университет”, г. Салават, Россия

\*E-mail: b\_za@mail.ru

\*\*E-mail: gzinurslvvuz@mail.ru

Поступила в редакцию 28.12.2022 г.

После доработки 30.01.2023 г.

Принята к публикации 11.05.2023 г.

В работе представлены результаты исследования эволюции волнового сигнала при отражении от жесткой стенки с расположенной перед ней парогазовой пузырьковой “завесой” в жидкости, в которой учитывается тепломассоперенос на межфазной поверхности в акустическом приближении. На основе численных расчетов, с помощью метода быстрого преобразования Фурье получены волновые картины для эволюции импульсов давления и проведен анализ влияния различных параметров состояния жидкости с парогазовыми пузырьками на отражение и прохождение акустических волн через “завесу” перед твердой стенкой.

DOI: 10.31857/S0040364423050150

### ВВЕДЕНИЕ

В значительной части технологических процессов, сопровождаемых взрывами и вибрациями, актуальна проблема защиты от ударных и шумовых воздействий на окружающую среду и инженерные сооружения. В частности, при демонтаже подводных объектов (например, нефтяных и газовых трубопроводов) часто используется энергия взрыва. При этом необходимо соблюдение требований правил безопасности и экологических норм. Для защиты подводной флоры и фауны, а также других объектов в различных технологических процессах от воздействия ударных волн возможно использование экранирующих “завес” с пузырьками перед преградой. Здесь исследуется влияние пузырьковой “завесы” перед жесткой стенкой в жидкости на смягчение воздействия волн давления.

Внимание к изучению проблем акустики в пузырьковых средах связано с обилием интересных явлений [1]. В работе [2] рассмотрен случай распространения двумерной волны в жидкости, содержащей пузырьки. Особенности отражения и преломления на границе вода–вода с пузырьками при прямом и косом падении акустической волны изучались в [3–6]. В [7] рассмотрены численные и экспериментальные расчеты распространения ударной волны в жидкости, содержащей пузырьковый слой. В [8–11] представлены экспериментальные данные изучения распространения волн в пузырьковых слоях жидкости. В [12] решена задача об отражении акустической волны от много-

слойной среды, содержащей слой многофракционной пузырьковой жидкости. В работе [13] изучено влияние фазовых переходов капель, покрытых оболочкой в жидкости, на динамику акустических волн, а также для случая в вязкоупругой среде [14]. В [15, 16] исследована динамика слабых импульсных возмущений в пористой среде, насыщенной жидкостью и жидкостью с пузырьками.

В данной работе рассмотрена динамика акустических волн при отражении от слоя жидкости, содержащей парогазовые пузырьки, в случае, когда эта завеса с пузырьками находится рядом с твердой стенкой (непреодолимое препятствие). Проанализированы закономерности распространения и затухания гармонических волн в жидкости, содержащей парогазовые пузырьковые завесы, и особенности динамики волн в зависимости от температуры жидкости, размеров пузырьков, объемного содержания, толщины завесы.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим распространение акустической волны (рис. 1) через пузырьковую завесу конечной толщины перед жесткой стенкой в жидкости. Для этой системы примем следующие общепринятые допущения. Жидкость однородная и акустически сжимаемая.

Сферические пузырьки помимо пара содержат нерастворимый в жидкой фазе газ. Для пузырько-

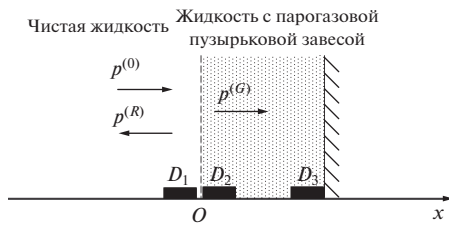


Рис. 1. Схема парогазовой пузырьковой завесы перед жесткой стенкой в жидкости.

вого слоя жидкости вязкостные и теплообменные процессы учитываются лишь при межфазных взаимодействиях между жидкостью и пузырьками при распространении волновых возмущений, тензор напряжений выбран шаровой (жидкость с парогазовыми пузырьками идеальная). Длина рассматриваемой волны меньше толщины пузырьковой завесы. В пузырьковом слое для описания межфазных тепло- и массообменных процессов принята ячейчатая схема [1]. Двухфазная среда в целом движется адиабатически и, следовательно, выполняется условие адиабатичности ячейки [4].

Процесс эволюции волнового сигнала при отражении от пузырьковой завесы перед твердой стенкой можно разбить на отдельные этапы. Возмущения на участках в чистой жидкости и в жидкости с парогазовыми пузырьками представляют плоскоодномерные акустические волны. Необходимо отдельно учесть процесс перехода волновых сигналов через границу между этими участками. Датчики  $D_1$ – $D_3$  последовательно расположены перед завесой и внутри завесы на левой и правой границах, которые фиксируют динамику давления в акустической волне.

Для описания процессов распространения акустических волн, согласно [5], запишем линеаризованные уравнения сохранения массы для жидкости и парогазовых пузырьков, уравнение сохранения числа пузырьков и импульсов в односкоростном приближении:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_{g0} \frac{\partial v}{\partial x} &= I, \quad \frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \rho_{l0} \frac{\partial v}{\partial x} = -I, \\ I &= 4\pi a_0^2 n_0 j, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \\ \rho_{l0}^0 (1 - \alpha_{g0}) \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p_l}{\partial x} &= 0, \quad \alpha_{g0} = \frac{4}{3} \pi a_0^3 n_0, \\ \alpha_{l0} + \alpha_{g0} &= 1, \quad \rho_{l0} = \rho_{l0}^0 \alpha_i, \quad i = l, g. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь нижние индексы  $l$  и  $g$  относятся к параметрам жидкой и газовой фаз соответственно;  $\rho_i$ ,  $\rho_{i0}^0$ ,  $v_i$ ,  $p$ ,  $\alpha_i$ ,  $a$ ,  $n$  — средняя по объему и средняя по фазе плотности, скорость, давление, объемные содержания, радиус пузырьков, число пузырьков в единице объема смеси;  $I$ ,  $j$  — интенсивности фазовых переходов, отнесенные к единице объема и к единице площади поверхности раздела фаз. Допол-

нительный нижний индекс (0) соответствует значению параметров в невозмущенном состоянии.

Полагается, что чистая жидкость и жидкость с парогазовыми пузырьками находятся при одних и тех же температуре и давлении. В случае механического и теплового равновесия системы (жидкость–парогазовые пузырьки) при состояниях, достаточно далеких от критического, выполняются следующие условия:

$$p_{v0} + p_{a0} = p_0 + \frac{2\sigma}{a_0}, \quad p_{v0} = p_s(T_0), \quad (2)$$

где  $p_{v0}$ ,  $p_{a0}$  — парциальные давления пара и газа в пузырьках (нижние индексы  $v$  и  $a$  относятся к пару и газу в пузырьке),  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости,  $p_s$  — давление на линии насыщения.

Уравнение состояния для жидкой фазы

$$p_l = p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad (3)$$

$C_l$  — скорость звука в жидкости.

Для описания радиального движения пузырька запишем уравнение Рэлея–Ламба в линеаризованном виде с учетом капиллярных сил в предположении, что радиальная скорость состоит из двух слагаемых [6]:

$$\begin{aligned} w &= w^{(R)} + w^{(A)}, \quad \frac{\partial a}{\partial t} = w, \\ \rho_{l0}^0 a_0 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + 4 \frac{\rho_{l0}^0 v_l^{(\mu)}}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} &= p_g - p_l + \frac{2\sigma}{a_0} a. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $v_l^{(\mu)}$  — кинематическая вязкость жидкости.

Запишем акустическую добавку  $w^{(A)}$  аналогично виду для решения задачи о сферической разгрузке на сфере

$$w^{(A)} = \frac{p_g - p_l}{\rho_{l0}^0 C_l \alpha_{g0}^{1/3}}. \quad (5)$$

При распространении акустической волны температурные эффекты реализуются в жидкости вокруг пузырька. Для описания распределения температуры и паросодержания внутри ячейки вводим микроординату  $r$ , отсчитываемую от центра ячейки, т.е.  $T_g'(t, x, r)$  и  $k'(t, x, r)$ . Штрихами отмечены микропараметры.

Уравнение сохранения массы пузырька связывает микроплотность  $\rho_g^0(t, x, r)$  со средней по парогазовой фазе массой  $m_g$ :

$$\frac{\partial m_g}{\partial t} + v \frac{\partial m_g}{\partial x} = 4\pi a^2 j, \quad m_g = \int_0^a 4\pi r^2 \rho_g^0 dr.$$

Для парогазовых пузырьков уравнение состояния примем в виде уравнения Клапейрона–Менделеева

$$p_g = \rho_g^0 B_g' T_g', \quad B_g' = B_a + (B_v - B_a)k',$$

$$k' = k_v' = \frac{\rho_v^0}{\rho_g^0}, \quad \rho_g^0 = \rho_v^0 + \rho_a^0, \quad (6)$$

где  $B_g'$  — приведенная газовая постоянная для газовой фазы,  $\rho_g^0(t, x, r)$ ,  $T_g'(t, x, r)$  и  $k'(t, x, r)$  — распределение плотности, температуры и паросодержания в пузырьках соответственно. Верхний индекс 0 соответствует истинному значению параметра.

Для учета тепломассообмена между пузырьками и жидкостью в пределах ячейки записываем систему уравнений для теплопроводности, диффузии внутри пузырька и в жидкости вокруг пузырька:

$$\frac{\partial k'}{\partial t} = \frac{D}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial k'}{\partial r} \right) \quad (0 < r < a_0),$$

$$\rho_{g0}^0 c_g \frac{\partial T_g'}{\partial t} = \frac{\lambda_g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T_g'}{\partial r} \right) + \frac{\partial p_g}{\partial t} \quad (0 < r < a_0), \quad (7)$$

$$\rho_{l0}^0 c_l \frac{\partial T_l'}{\partial t} = \frac{\lambda_l}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T_l'}{\partial r} \right)$$

$$(a_0 < r < a_*) , \quad a_* = a_0 \alpha_{g0}^{\frac{1}{3}},$$

где  $\lambda_i$ ,  $c_i$  — коэффициенты теплопроводности и удельной теплоемкости при постоянном давлении;  $D$  — коэффициент диффузии;  $a_*$  — радиус ячейки.

Предполагая, что на межфазной поверхности  $r = a_0$  выполняются условия межфазного равновесия для пара и воды, можно записать

$$p_g = \rho_{g(a)}^0 (B_a + (B_v - B_a)k_{(a)}) T_{(a)}, \quad (8)$$

$$p_{v(a)} = p_s(T_{(a)}) = \rho_{g(a)}^0 B_{v(a)} k_{(a)} T_{(a)}.$$

На поверхности раздела фаз для системы пар—вода должно выполняться уравнение Клапейрона—Клаузиуса

$$\frac{dp_{v(a)}}{dT_{(a)}} = \frac{\rho_{g(a)}^0 k_{(a)} L}{T_{(a)}}, \quad (9)$$

где  $L$  — удельная теплота парообразования;  $T_{(a)}$ ,  $k_{(a)}$  соответствуют возмущениям температуры и концентрации пара на поверхности пузырька.

Граничные условия на поверхности пузырьков, следующие из баланса тепла и массы, с учетом процессов массообмена записываются в следующем виде:

$$T_g' = T_l' = T_{(a)}, \quad k' = k_{(a)}, \quad \lambda_l \frac{\partial T_l'}{\partial r} - \lambda_g \frac{\partial T_g'}{\partial r} = jL$$

$$(r = a_0), \quad j = \frac{D}{1 - k_0} \left( \frac{\partial k'}{\partial r} \right)_{r=a_0}.$$

Для поля температур и концентрации пара в центре ячеек и на границе раздела между соседними ячейками из-за отсутствия теплообмена (условие адиабатичности ячеек) должны выполняться граничные условия

$$\frac{\partial k'}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial T_g'}{\partial r} = 0 \quad (r = 0),$$

$$\frac{\partial T_l'}{\partial r} = 0 \quad \left( r = a_* = a_0 \alpha_{g0}^{\frac{1}{3}} \right).$$

Для исходного равновесного состояния уравнение, связывающее массовую концентрацию пара в пузырьке с температурой  $T_0$ , имеет вид

$$\frac{p_s(T)}{p_{g0}} = \frac{B_{v(a)} k_0}{B_a + (B_v - B_a) k_0}, \quad p_s(T) = p_* \exp \left( \frac{-T_*}{T} \right),$$

где  $T_*$ ,  $p_*$  являются эмпирическими параметрами, зависящими от вида жидкости.

Пусть на плоскую границу раздела между жидкостью и пузырьковой жидкостью падает плоская гармоническая волна. Будем считать, как и в случае обычных однофазных сред, что отраженная от границы и преломленная волны являются плоскими гармоническими волнами. Поэтому на границе раздела можно ограничиться только двумя граничными условиями для непрерывности давления и неразрывности среды:

$$p^{(O)} + p^{(R)} = p^{(G)}, \quad v^{(O)} + v^{(R)} = v^{(G)}, \quad (10)$$

где верхние индексы  $(O)$ ,  $(R)$ ,  $(G)$  соответствуют падающей, отраженной и проходящей волнам.

На правой границе пузырькового слоя, расположенного перед жесткой стенкой, проходящей волны не будет, поэтому скорость

$$v^{(G)} = 0.$$

## ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ

Задача решается численно методом быстрого преобразования Фурье [13]. Для этого необходимо записать дисперсионные уравнения в зонах пузырьковой и чистой жидкостей. Для системы уравнений (1)–(5), (6)–(9) решение для возмущений параметров ищется в виде затухающих бегущих волн

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

$$T' = A_{(T)}(r) \exp[i(Kx - \omega t)],$$

$$k' = A_{(k)}(r) \exp[i(Kx - \omega t)], \quad (11)$$

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

где  $\omega$  — круговая частота,  $K$  — комплексное волновое число,  $\delta$  — коэффициент затухания,  $C_p$  — фазовая скорость.

Из условия существования решения системы уравнений (1)–(5) и (6)–(9) в виде (11) получим

дисперсионное соотношение, аналогичное [5], которое имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{K^2}{\omega^2} &= \frac{1}{C_l^2} + 3 \frac{\rho_{l0}^0 \alpha_{g0}}{\psi}, \\ \psi &= \frac{3\gamma p_{g0}}{Q} - \frac{\rho_{l0}^0 \omega^2 a_0^2}{\xi} - 4i\rho_{l0}^0 v_l^{(\mu)} \omega - \frac{2\sigma}{a_0}, \\ \xi &= 1 - i\omega t_A, \quad t_A = \frac{a_0}{\sqrt[3]{\alpha_{v0} C_l}}, \\ Q &= 1 + \frac{\frac{\gamma-1}{k_0} H_a k h(y_g) + \frac{\gamma}{1-k_0} H_v k h(z)}{\frac{H_a}{k_0} + \frac{\gamma k h(z)}{(1-k_0)\beta Sh\nu(y_l)}}, \\ y_l &= \sqrt{\frac{-i\omega a_0^2}{v_l^{(T)}}}, \quad z = \sqrt{\frac{-i\omega a_0^2}{D}}, \\ \beta &= (\gamma-1)\eta H_v \chi^2, \quad \eta = \frac{\rho_{l0} c_l}{\rho_{g0} c_g}, \quad \chi = \frac{c_g T_0}{L}, \quad H_v = \frac{B_v}{B_0}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$H_a = \frac{B_a}{B_0}, \quad H = H_v - H_a,$$

$$k h(x) = 3(x \operatorname{cth} x - 1)x^{-2},$$

$$Sh\nu(x) = \frac{3}{x^2} \left( 1 + \frac{x(A_0 x \operatorname{th} x(A_0 - 1) - 1)}{A_0 x - \operatorname{th} x(A_0 - 1)} \right), \quad A_0 = \alpha_{g0}^{\frac{1}{3}},$$

где  $v_l^T$  — температуропроводность жидкости.

В области чистой жидкости  $\alpha_{g0} = 0$ , поэтому дисперсионное уравнение имеет вид

$$\frac{K^2}{\omega^2} = \frac{1}{C_l^2}.$$

При распространении волны из чистой жидкости в завесу на границе раздела для коэффициентов отражения и прохождения  $N = A_{(p)}^{(R)} / A_{(p)}^{(O)}$  и  $M = A_{(p)}^{(G)} / A_{(p)}^{(O)}$  на основе (10) с учетом (11), аналогично [3], получаем

$$M = 2 \left( 1 + \frac{C_l K}{\omega} \frac{\rho_{l0}^0}{\rho_{l0}^0 + \rho_{g0}^0} \right)^{-1}, \quad N = M - 1. \quad (13)$$

При отражении волны от пузырькового слоя перед жесткой стенкой в жидкости амплитуда отраженной волны удваивается по сравнению с падающей (в связи с отсутствием проходящей волны), поэтому для коэффициентов отражения и прохождения получаем

$$N = 1, \quad M = N + 1. \quad (14)$$

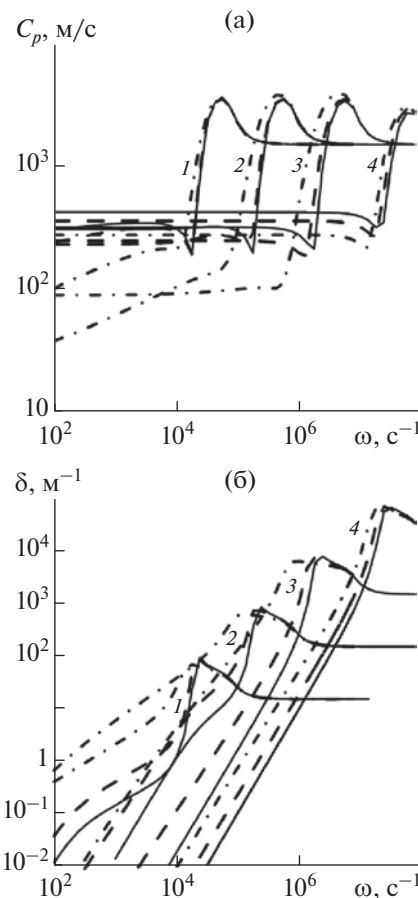
## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На основе дисперсионного соотношения (12), выражений (13), (14) для коэффициентов отражения и прохождения проведены численные расчеты для системы “вода — пузырьковый слой” при

$p_0 = 0.1$  МПа для трех значений температуры  $T_0 = 300, 353, 373$  К. В расчетах все необходимые величины для физических параметров взяты из [17].

На рис. 2 иллюстрируются зависимости фазовой скорости  $C_p$  и коэффициента затухания  $\delta$  акустических возмущений от частоты в пузырьковом слое для различных значений радиуса пузырьков. Равновесная концентрация пара в пузырьках для значений радиуса  $a_0 = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}$  м при  $T_0 = 300, 353, 373$  К соответственно равна:  $k_0 = 0.023, 0.0226, 0.02, 0.009$ ;  $k_0 = 0.362, 0.357, 0.316, 0.146$ ;  $k_0 = 0.998, 0.983, 0.845, 0.352$ .

В области низких частот ( $\omega \leq \omega_R$ , где  $\omega_R = a_0^{-1} \sqrt{3\gamma p_0 / \rho_l^0}$  — частота Миннаэрта собственных колебаний пузырьков) немонотонная зависимость коэффициента затухания акустической волны от радиуса пузырьков связана с тем, что с увеличением концентрации пара в пузырьках повышается роль фазовых переходов. При радиусе пузырьков  $a_0 = 10^{-4}$  м в области низких частот ( $\omega \leq 10^2$  с $^{-1}$ )



**Рис. 2.** Графики зависимостей фазовой скорости (а) и коэффициента затухания (б) от частоты возмущений при объемном содержании пузырьков  $\alpha_{g0} = 10^{-3}$ , различных значениях радиуса пузырьков: 1 —  $a_0 = 10^{-3}$ , 2 —  $10^{-4}$ , 3 —  $10^{-5}$ , 4 —  $10^{-6}$  м; и трех температурах: сплошные линии —  $T_0 = 300$  К, штриховые — 353, штрихпунктирные — 373.

волны затухают интенсивнее, чем при  $a_0 = 10^{-3}$  м (кривая коэффициента затухания лежит выше). Это связано с тем, что при высоких температурах дисперсия из-за теплопереноса определяется температурной неравновесностью в жидкости. С увеличением радиуса пузырьков при фиксированном их объемном содержании  $\alpha_{g0}$  происходит увеличение радиуса  $a_0 \alpha_{g0}^{-1/3}$  ячейки. При частотах возмущений  $\omega$  перепад температуры в воде вблизи межфазной поверхности реализуется в слоях толщиной  $r_\omega \approx (v_l^{(T)}/\omega)^{1/2}$ . Так, например, при частоте  $\omega = 10^2 \text{ с}^{-1}$  ( $v_l^{(T)} \approx 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ) имеем  $r_\omega \approx 0.3 \times 10^{-2} \text{ м}$ , а радиусы ячеек при  $a_0 = 10^{-3}, 10^{-4} \text{ м}$  ( $\alpha_{g0} = 10^{-3}$ ) составляют  $a_* = 10^{-2}, 10^{-3} \text{ м}$ . Следовательно, при радиусе  $a_0 = 10^{-4} \text{ м}$  в процессе распространения возмущений в жидкости вблизи межфазной поверхности пузырька существенное влияние оказывает температура, и тем самым реализуется более равновесный режим фазовых переходов.

В области низких частот фазовая скорость возмущений от частоты возрастает для пузырьков радиусов  $a_0 = 10^{-4}, 10^{-3} \text{ м}$ , а для пузырьков радиусов  $a_0 = 10^{-5}, 10^{-6} \text{ м}$  фазовые скорости не меняются с увеличением частоты возмущений в этом диапазоне и равны соответственно 87,6, 248 м/с. Это связано с тем, что с уменьшением радиуса пузырьков они становятся упругими, а действие фазовых переходов снижается.

В области высоких частот ( $\omega_R < \omega < \omega_C$ ,  $\omega_C = \omega_R \sqrt{1 + \rho_{l0} \alpha_{g0} C_l^2 / \gamma p_0}$ ) коэффициент затухания и фазовая скорость принимают аномально высокие значения, поэтому данный диапазон частот соответствует полосе непропускания акустических волн. Для частот ( $\omega \geq \omega_C$ ) фазовая скорость равна скорости звука в чистой жидкости, сжимаемость в парогазовой завесе определяется сжимаемостью несущей фазы.

На рис. 3, 4 соответственно представлены зависимости модулей и аргументов коэффициентов отражения и прохождения волн от их частоты при нормальном падении на границу раздела со стороны чистой жидкости для различных значений радиуса пузырьков при вышеотмеченных трех значениях температуры. В области низких частот ( $\omega \leq \omega_R$ ) для коэффициента отражения  $\arg(N) \approx \pi$ , поэтому амплитуда отраженной волны давления величина отрицательная. Например, для модулей коэффициентов отражения и прохождения соответственно имеем  $|N| \approx 0.65, 0.75, 1$  и  $|M| \approx 0.1, 0.25, 0.35$  при  $T_0 = 300, 353, 373 \text{ К}$  и  $a_0 = 10^{-3} \text{ м}$ . Наименьшая амплитуда прошедшего сигнала реализуется, когда система находится в точке кипения при  $T_0 = 373 \text{ К}$ . Для области высоких частот ( $\omega \geq \omega_C$ ) модуль коэффициента отражения приближается к нулю, а модуль коэффициента прохождения к едини-

це. Поэтому волновые сигналы проходят границу раздела без преломления.

Из анализа результатов численных расчетов следует, что более эффективными для использования экранирующего гашения акустических сигналов являются завесы для нашего случая, при температуре  $T_0 = 373 \text{ К}$ , объемном содержании газовой фазы  $\alpha_{g0} = 10^{-3}$  и радиусах пузырьков  $a_0 = 10^{-3}, 10^{-4} \text{ м}$ .

На рис. 5 приведены расчетные осциллограммы, иллюстрирующие эволюцию волнового сигнала при отражении от парогазовой пузырьковой завесы перед жесткой стенкой в жидкости при различных значениях радиусов пузырьков и  $T_0 = 300 \text{ К}$ . Толщина завесы  $b = 2 \text{ м}$ .

Исходный сигнал представляет собой импульс давления колоколообразной формы в виде

$$\tilde{p}^{(0)}(t) = \Delta p_0 \exp \left( - \left( \frac{t - t_0}{t_*/2} \right)^2 \right).$$

Характерная временная протяженность исходного импульса равна  $t^* = 10^{-3} \text{ с}$ . Пузырьки заполнены воздухом и паром.

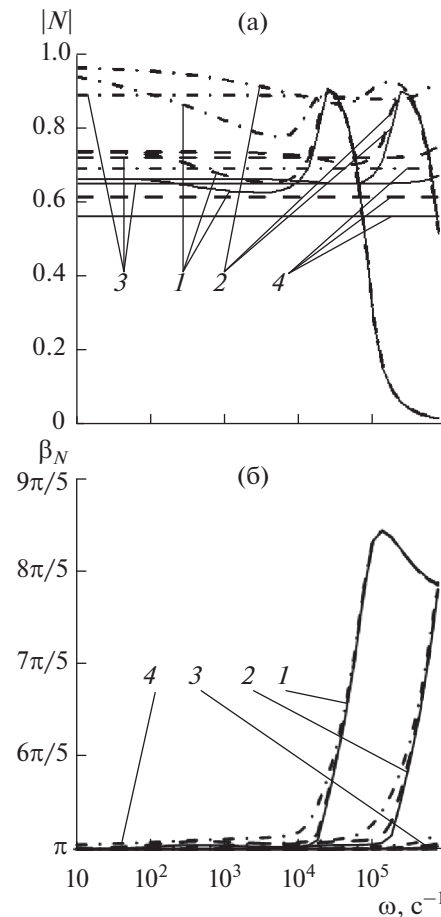


Рис. 3. Зависимости модуля коэффициента отражения возмущений (а) и его аргумента (б) от частоты волн через левую границу завесы с парогазовыми пузырьками при  $\alpha_{g0} = 10^{-3}$ , различных значениях температуры и радиуса пузырьков; обозначения — см. рис. 2.

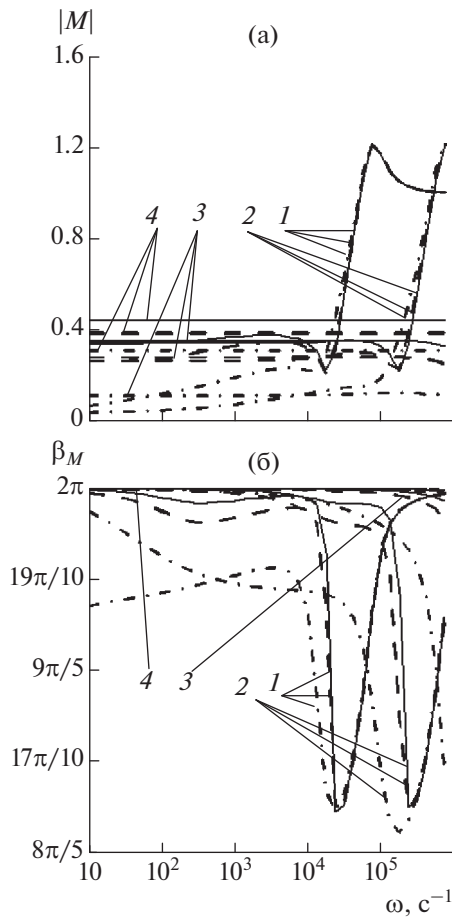


Рис. 4. Зависимости модуля коэффициента прохождения возмущений (а) и его аргумента (б) от частоты волн через левую границу завесы с парогазовыми пузырьками при различных значениях температуры и  $a_0$ ; обозначения — см. рис. 2.

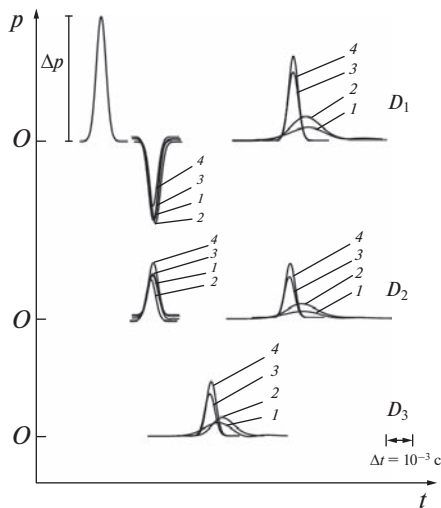


Рис. 5. Динамика волновых сигналов при отражении волн от завесы с парогазовыми пузырьками перед жесткой стенкой в жидкости при  $T_0 = 300$  К и различных значениях радиуса пузырьков: 1 —  $a_0 = 10^{-3}$ , 2 —  $10^{-4}$ , 3 —  $10^{-5}$ , 4 —  $10^{-6}$  м.

Допущение, что длина волны много меньше размера пузырькового слоя, предполагает последовательное рассмотрение эволюции волн конечной длительности при прохождении через левую границу завесы “вода — пузырьковый слой” и отражение от правой границы пузырькового слоя перед жесткой стенкой. Тогда, используя преобразование Фурье, можно записать соотношения для отраженного и прошедшего через границу импульсов в виде

$$p^{(R)} = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty p^{(O)}(0, t') N(\omega) \exp[i\omega(t - t')] d\omega dt',$$

$$p^{(G)} = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty p^{(O)}(0, t') M(\omega) \exp[i\omega(t - t')] d\omega dt'.$$

Расчетные осциллограммы датчика  $D_1$  соответствуют импульсам давления подошедшего сигнала к завесе, отраженного от границы раздела “вода — пузырьковый слой” и переотраженного на правой границе завесы перед жесткой стенкой (третий всплеск в осциллограмме датчика  $D_1$  или второе “эхо” от завесы). Первый всплеск в осциллограмме датчика  $D_2$  — импульсы давления прошедшего в завесу сигнала. Второй всплеск на этой же осциллограмме — отраженный сигнал от жесткой стенки на правой границе пузырькового слоя. Импульс, распространяясь по завесе, достигает датчика  $D_3$ , что соответствует отраженному волновому сигналу от жесткой стенки. Импульсы давления для отраженного волнового сигнала от завесы при радиусах пузырьков  $a_0 = 10^{-4}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  м и  $T_0 = 300$  К полностью не затухают (рис. 5). Кроме того, наблюдается второе “эхо”.

Расчетные осциллограммы, представленные на рис. 6, иллюстрируют эволюцию волнового сигнала при отражении от завесы с парогазовыми пузырька-

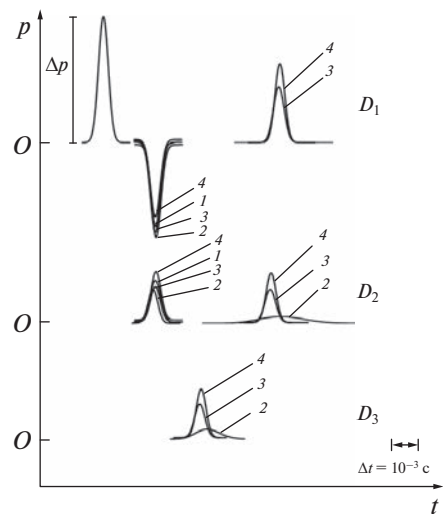
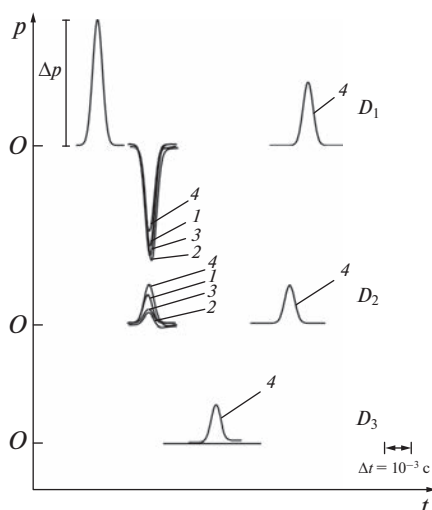


Рис. 6. Динамика волновых сигналов при отражении волн от завесы с парогазовыми пузырьками перед жесткой стенкой в жидкости при  $T_0 = 353$  К и различных значениях радиуса пузырьков: 1–4 — см. рис. 5.



**Рис. 7.** Динамика волновых сигналов при отражении волн от завесы с парогазовыми пузырьками перед жесткой стенкой в жидкости при  $T_0 = 373$  К и различных значениях радиуса пузырьков: 1–4 – см. рис. 5.

ми перед жесткой стенкой в жидкости при различных значениях радиусов пузырьков при  $T_0 = 353$  К.

Характер распространения импульсов давления волнового сигнала аналогичен представленному на рис. 5. Однако из сравнения рис. 5, 6 видно, что амплитуды импульсов давления для отраженного от завесы сигнала, фиксируемого датчиком  $D_3$  для  $a_0 = 10^{-4}$ ,  $10^{-3}$  м, затухают полностью, т.е. отсутствует второе “эхо”. Для радиусов  $a_0 = 10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  м переотраженный сигнал возвращается к датчику  $D_1$ .

На рис. 7 приведены расчетные осциллограммы, иллюстрирующие эволюцию волнового сигнала при отражении от завесы с парогазовыми пузырьками перед жесткой стенкой в жидкости при различных значениях радиусов пузырьков и  $T_0 = 373$  К.

Импульсы давления для отраженной волны от завесы перед жесткой стенкой при  $a_0 = 10^{-4}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-5}$  м и  $T_0 = 373$  К затухают полностью, а также отсутствует второе “эхо”. Для радиуса  $a_0 = 10^{-6}$  м переотраженный сигнал от жесткой стенки на правой границе завесы (второе “эхо”) доходит до датчика  $D_1$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты расчетов показывают, что с ростом температуры, интенсивность затухания импульса давления проходящего сигнала в завесу усиливается. Это обстоятельство связано с ролью фазовых переходов при повышении температуры. С повышением температуры кардинально меняются акустические характеристики пузырьковой жидкости. При температуре  $T_0 = 373$  К, толщине завесы  $b = 2$  м, объемном содержании  $\alpha_{g0} = 10^{-3}$  и радиусах пузырьков  $a_0 = 10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$  м завесы с парогазовыми пузырьками, расположенными перед жесткой стенкой в жидкости, явля-

ются защитным экраном, так как импульсные сигналы полностью в ней затухают. Поэтому импульсы давления для переотраженного сигнала от правой границы пузырькового слоя перед твердой стенкой отсутствуют.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. В 2-х т. М.: Наука, 1987. 464 с.
2. Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Галимзянов М.Н. Двумерные волны давления в жидкости, содержащей пузырьковые зоны // Докл. РАН. 2001. Т. 378. № 6. С. 763.
3. Шагапов В.Ш., Саранулова В.В. Особенности преломления и отражения звука на границе пузырьковой жидкости // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 1. С. 40.
4. Шагапов В.Ш., Галимзянов М.Н., Вдовенко И.И. Особенности отражения и прохождения акустических волн на границе “чистой” и пузырьковой жидкостей при прямом их падении // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 284.
5. Шагапов В.Ш., Галимзянов М.Н., Вдовенко И.И. Особенности отражения и прохождения акустических волн на границе “чистой” и пузырьковой жидкостей при “косом” их падении // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 464.
6. Шагапов В.Ш., Галимзянов М.Н., Вдовенко И.И. Акустика и устойчивость перегретой жидкости с газовыми зародышами // ПМТФ. 2019. № 3. С. 85.
7. Кедринский В.К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1968. № 4. С. 29.
8. Tien T.M. Sound Propagation Through a Bubble Screen at Finite Gas-Volume Fraction. Master Thesis. Tainan, Taiwan: National Cheng Kung University, 2001.
9. Lee K., Choi B.K., Yoon S.W. Acoustic Pressure Reflection Coefficients of a Subsurface Bubble Layer in Water // J. Korean Phys. Soc. 2002. V. 40. № 2. P. 256.
10. Leroy V., Strybulevych A., Page J.H., Scanlon M.G. Sound Velocity and Attenuation in Bubbly Gels Measured by Transmission Experiments // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 123. № 4. P. 1931.
11. Leroy V., Strybulevych A., Lanoy M., Lemoult F., Tourin A., Page J.H. Superabsorption of Acoustic Waves with Bubble Metascreens // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 020301.
12. Губайдуллин Д.А., Гафиятов Р.Н. Отражение и прохождение акустической волны через многофракционный пузырьковый слой // ТВТ. 2020. Т. 58. № 1. С. 97.
13. Губайдуллин Д.А., Панин К.А., Федоров Ю.В. Акустика жидкости с покрытыми оболочкой каплями при наличии фазовых переходов // МЖГ. 2022. № 4. С. 41.
14. Губайдуллин Д.А., Федоров Ю.В. Волновая динамика покрытых оболочкой включений в вязкоупругой среде // ПМТФ. 2020. № 4. С. 22.
15. Губайдуллин А.А., Кучугурина О.Ю. Сферические и цилиндрические волны в насыщенных жидкостью пористых средах // ТВТ. 1995. Т. 33. № 1. С. 108.
16. Gubaidullin A.A., Boldyreva O.Yu., Dudko D.N. Waves in Porous Media Saturated with Bubbly Liquid // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 899. 032011.
17. Варафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 712 с.