УДК 532.329

ДЕТОНАЦИЯ ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СМЕСИ ПРИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ВОЛН НА НАКЛОННОЙ ГРАНИЦЕ

И. К. Гималтдинов, А. С. Родионов, Е. Ю. Кочанова

Уфимский государственный нефтяной технический университет, 450064 Уфа
iljas_g@mail.ru, artrodionov@mail.ru, moto8728@mail.ru

Рассмотрены процессы отражения и преломления волны давления при прохождении границы пузырьковая среда — «чистая» жидкость при наклонном падении волны на границу раздела сред. Исследовался случай, когда газ внутри пузырьков взрывчатый. Установлено существенное уменьшение амплитуды начальной волны, способной инициировать детонацию в пузырьковой жидкости из-за интерференции волн на наклонной границе.

Ключевые слова: пузырьковая жидкость, детонация, инициирование взрыва, преломление через границу.

DOI 10.15372/FGV20230303

ВВЕДЕНИЕ

Детонационные волны (ДВ) могут возникать в различных средах, в том числе в сильно отличающихся по физико-химическим свойствам. Однако во всех средах ДВ присущи общие признаки: детонация — самоподдерживающийся автоволновой процесс. Энерговыделение в среде обеспечивает возможность существования самоподдерживающихся волн детонации.

В работах [1–5] впервые выполнено экспериментальное исследование структуры ударных волн в реагирующих пузырьковых системах. В пузырьковых системах с взрывчатым газом обнаружено существование самоподдерживающегося режима генерации волн в виде одиночного волнового пакета, скорость распространения которого превышает скорость ударных волн в пассивных пузырьковых системах при той же объемной концентрации пузырьков. Кроме этого, обнаружено существование нижнего и верхнего пределов объемной концентрации пузырьков, вне которых детонация не происходит.

Возбуждение ДВ в экспериментах, как правило, производится путем воздействия на границу пузырьковой жидкости импульсом повышенного давления (подрывом горючей газовой смеси в камере высокого давления ударной трубы) [1–5] или «микровзрывом» проволочки, находящейся в пузырьковой среде [6, 7]. Из экспериментов известно, что критическая амплитуда воздействия на пузырьковую среду, способная инициировать детонацию при воздействии на ее границу, находится в диапазоне $15 \div 20$ атм. В теоретических работах [8–16] показана возможность инициирования детонации волнами малой амплитуды при фокусировке волн в область пузырьковой завесы конечных размеров; при отражении волн давления от жестких стенок и границ разделов сред с различными физическими свойствами; при распространении волн в сужающихся каналах; при столкновении двух волн, которые по отдельности не могут инициировать детонацию.

В данной работе рассматриваются условия инициирования детонации при преломлении волны типа ступенька, распространяющейся в пузырьковой смеси через границу, разделяющую области газожидкостной смеси с взрывчатыми пузырьками и «чистой» жидкости, в случае, когда эта граница расположена под углом к фронту падающей волны.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим плоский канал, заполненный пузырьковой (газонасыщенной) и «чистой» жидкостью с границей раздела этих сред, расположенной под углом наклона φ по длине канала (рис. 1). Полагается, что газовая фаза пу-

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ в сфере научной деятельности по теме FEUR-2020-0004 «Решение актуальных задач и исследование процессов в нефтехимических производствах, сопровождающихся течениями многофазных сред».

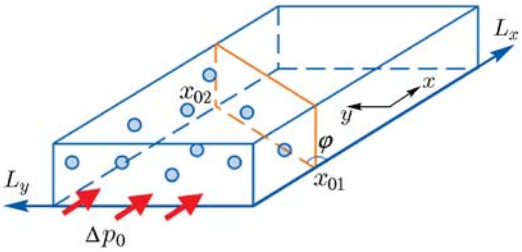

Рис. 1. Схема постановки задачи

зырьковой жидкости является взрывчатой газовой смесью (например, смесь ацетилена с кислородом или гремучий газ). В момент времени $t = 0$ на границе $x_0 = 0$ скачкообразно повышается давление на величину Δp_0. Необходимо определить динамику волнового процесса при $t > 0$.

Волновое движение в предположении общих допущений пузырьковых жидкостей описывается системой макроскопических уравнений масс, количества пузырьков, импульсов и давления в пузырьках [12]:

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i\Big(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\Big) = 0 \quad (i = l,\, g),$$

$$\frac{dn}{dt} + n\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = 0,$$

$$\rho\frac{du}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial x} = 0, \rho\frac{dv}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial y} = 0, \rho = \rho_g + \rho_l, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y}, \quad \alpha_l + \alpha_g = 1,$$

$$\rho_i = \rho_i^0\alpha_i, \quad \alpha_g = \frac{4}{3}\pi n a^3,$$

где ρ_i^0, α_i, p_l, n, a — соответственно плотность, объемное содержание i-й фазы, давление несущей жидкости, количество и радиус пузырьков, u и v — проекции скорости на óси координат x и y соответственно. Нижними индексами $i = l, g$ отмечены параметры жидкой и газовой фаз.

Будем полагать, что радиальная скорость поверхности пузырьков $w = w_A + w_R$, где w_R определяется из уравнения Рэлея — Ламба, w_A определяется из решения задачи о сферической разгрузке на сфере радиуса a в несущей жидкости в акустическом приближении:

$$a\frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2}w_R^2 + 4\nu_l\frac{w_R}{a} = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0},$$

$$w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}, \quad (2)$$

где ν_l — кинематическая вязкость жидкости, C_l — скорость звука в «чистой» жидкости.

Будем полагать, что жидкость является акустически сжимаемой, а газ — калорически совершенным:

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

где R — газовая постоянная. Здесь и далее нижний индекс 0 относится к начальному невозмущенному состоянию. Уравнение для давления внутри пузырьков с учетом однородности давления записывается в виде [17]

$$\frac{dp_g}{dt} = -\frac{3\gamma p_g}{a}w - \frac{3\,(\gamma - 1)}{a}q,$$

где γ — показатель адиабаты газа, q — интенсивность теплообмена.

Для описания интенсивности межфазного теплообмена примем схему, учитывающую скольжение фаз [12]. При учете скольжения фаз полагается, что происходит обновление поверхности пузырька, тепловой поток при этом определяется теплопроводностью жидкости:

$$q = \mathrm{Nu}_l\lambda_l\frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0}\left(\frac{a}{a_0}\right)^3, \quad (4)$$

$$\mathrm{Nu}_l = 0.65\sqrt{\mathrm{Pe}_l}, \quad \mathrm{Pe}_l = \frac{2a\,|v_{lg}|}{k_l}, k_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l^0 c_l}.$$

Здесь $T_0 = \mathrm{const}$ — температура жидкости, v_{lg} — относительная скорость фаз, Nu_i и Pe_i — числа Нуссельта и Пекле для фаз, c_l, λ_l и k_l — теплоемкость, теплопроводность и температуропроводность жидкости.

Относительную скорость фаз будем определять из уравнения [12]:

$$\frac{\partial v_{lg}}{\partial t} = -2\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{3}{a}wv_{lg} - \frac{3f}{2\pi a^3\rho_l^0}, \quad (5)$$

где $v = ui + vj$; $v_{lg} = u_{lg}i + v_{lg}j$; i, j — орты осей x и y; f — сила вязкого трения. Силу вязкого трения примем в виде

$$f = \frac{1}{2} C_D \pi a^3 v_{lg} \left| v_{lg} \right| .$$

Коэффициент сопротивления C_D зададим согласно [12]:

$$C_D = \begin{cases} \dfrac{48}{\mathrm{Re}}, & 0 \leqslant \mathrm{Re} < 180, \\ \dfrac{\mathrm{Re}^{4/3}}{10^{3.6}}, & \mathrm{Re} > 180, \end{cases}$$

где $\mathrm{Re} = \dfrac{2a \left| v_{lg} \right|}{v_l}$ — число Рейнольдса.

Будем полагать, что температура газа внутри пузырьков при достижении некоторого значения T_* мгновенно изменяется на величину ΔT, соответствующую теплотворной способности газа, вследствие чего давление в газе повышается. Физически это соответствует тому, что период индукции химических реакций значительно меньше характерного времени пульсации пузырьков.

В качестве газовой фазы для расчетов принята ацетиленокислородная стехиометрическая смесь $C_2H_2 + 2.5O_2$, поскольку она использовалась в большинстве экспериментов [4–6]. В качестве жидкой фазы взят водоглицериновый раствор с массовой долей глицерина 0.5 [4–6]. Температура воспламенения ацетиленокислородной стехиометрической смеси принята равной $T_* = 1\,000$ K, добавка к температуре газа $\Delta T = 3\,200$ K [11].

Для численного анализа задачи о распространении волн при переходе через наклонную границу удобнее записать систему уравнений (1)–(5) в лагранжевых координатах [12]. Это, в частности, связано с тем, что в лагранжевых координатах первоначальные границы неоднородностей остаются неподвижными.

Система уравнений в лагранжевых координатах имеет вид:

$$\frac{\partial p_l}{\partial t} = \frac{C_l^2 \rho_l^0}{1 - \alpha_g} \left[\frac{3\alpha_g}{a} w - \Big(\frac{\alpha_g}{J} + \frac{\rho_{l0}}{J^2 \rho_l^0} \Big) \frac{\partial J}{\partial t} \right],$$

$$\frac{\partial \alpha_g}{\partial t} = \frac{3\alpha_g}{a} w - \frac{\alpha_g}{J} \frac{\partial J}{\partial t},$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{J\rho} \Big(\frac{\partial p_l}{\partial x_0} \frac{\partial y}{\partial y_0} - \frac{\partial p_l}{\partial y_0} \frac{\partial y}{\partial x_0} \Big), \ \frac{\partial x}{\partial t} = u,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{J\rho} \Big(\frac{\partial p_l}{\partial y_0} \frac{\partial x}{\partial x_0} - \frac{\partial p_l}{\partial x_0} \frac{\partial x}{\partial y_0} \Big), \ \frac{\partial y}{\partial t} = v,$$

$$\frac{\partial p_g}{\partial t} = -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma - 1)}{a_0} q,$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = w = w_R + w_A,$$

$$\frac{\partial w_R}{\partial t} = \Big[\frac{p_g - p_l}{\rho_l^0} - \frac{3}{2} w_R^2 - 4\nu_l \frac{w_R}{a} \Big] \frac{1}{a},$$

$$w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}, \quad |v_{lg}| = \sqrt{u_{lg}^2 + v_{lg}^2},$$

$$\frac{\partial u_{lg}}{\partial t} = -2 \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{3}{a} w \, u_{lg} - \frac{3 \, f_x}{2 \, \pi \, a^3 \, \rho_l^0},$$

$$\frac{\partial v_{lg}}{\partial t} = -2 \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{3}{a} w \, v_{lg} - \frac{3 \, f_y}{2 \, \pi \, a^3 \, \rho_l^0},$$

$$f_x = \frac{1}{2} C_D \pi a^3 u_{lg} |v_{lg}|, \quad f_y = \frac{1}{2} C_D \pi a^3 v_{lg} |v_{lg}|,$$

$$C_D = \begin{cases} \dfrac{48}{\mathrm{Re}}, & 0 \leqslant \mathrm{Re} < 180, \\ \dfrac{\mathrm{Re}^{4/3}}{10^{3.6}}, & \mathrm{Re} > 180, \end{cases} \quad \mathrm{Re} = \frac{2a|v_{lg}|}{v_l},$$

$$q = \mathrm{Nu}_l \, \lambda_l \frac{T_g - T_0}{2a}, \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3,$$

$$\mathrm{Nu}_l = 0.65 \sqrt{\mathrm{Pe}_l}, \quad \mathrm{Pe}_l = \frac{2a|v_{lg}|}{k_l},$$

$$k_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l^0 c_l}, \quad J = \frac{\partial x}{\partial x_0} \frac{\partial y}{\partial y_0} - \frac{\partial x}{\partial y_0} \frac{\partial y}{\partial x_0},$$

$$\frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial x_0} \frac{\partial y}{\partial y_0} - \frac{\partial u}{\partial y_0} \frac{\partial y}{\partial x_0} + \frac{\partial x}{\partial x_0} \frac{\partial v}{\partial y_0} - \frac{\partial x}{\partial y_0} \frac{\partial v}{\partial x_0},$$

где x_0, y_0 — лагранжевы переменные, в качестве которых берутся начальные эйлеровы координаты, J — якобиян перехода от лагранжевых к эйлеровым переменным [18].

Система в лагранжевых переменных аппроксимировалась на равномерной шахматной сетке и решалась численно по явной схеме. Целым узлам сетки соответствуют скорости и координаты (эйлеровы), полуцелым — сеточные функции всех остальных параметров [18]. При

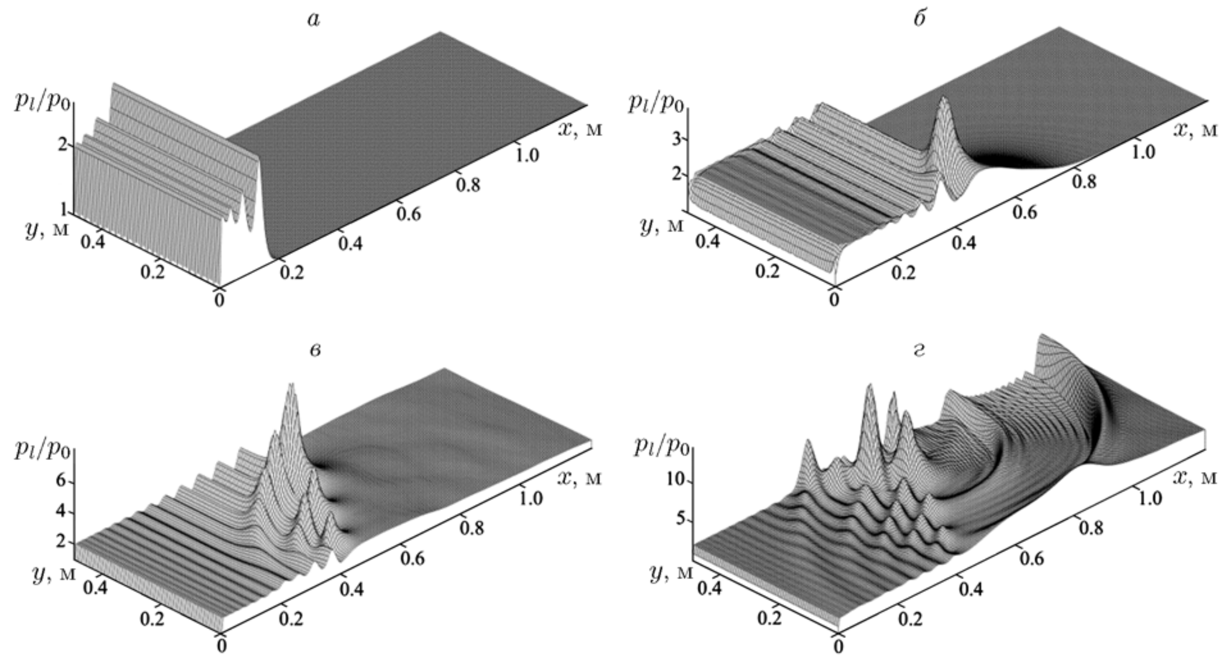

Рис. 2. Эпюры давления для импульса типа ступенька при $\Delta p_0 = 0.1$ МПа в моменты времени 1.0 (*а*), 2.8 (*б*), 3.8 (*в*), 4.3 мс (*г*):

параметры системы: газ — ацетиленокислородная смесь, жидкость — 50%-й (мас.) водоглицериновый раствор: $p_0 = 0.1$ МПа, $T_0 = 293$ К, $\rho_l^0 = 1\,130$ кг/м^3, $\nu_l = 6 \cdot 10^{-6}$ м^2/с, $c_l = 3.3$ кДж/(кг $\cdot$ К), $\lambda_l = 0.42$ Вт/(м $\cdot$ К), $C_l = 1\,700$ м/с, $\rho_g^0 = 1.29$ кг/м^3, $\lambda_g = 2.6 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м $\cdot$ К), $\alpha_{g0} = 0.01$, $a_0 = 1.25$ мм, $\gamma = 1.36$, $L_x = 1.2$ м, $L_y = 0.5$ м, $x_{01} = 0.4$ м, $x_{02} = 0.69$ м, $\varphi = 60°$

численном решении не требовалось вводить искусственную вязкость, потому что из-за межфазного теплообмена и акустической разгрузки система обладает естественной диссипацией. Расчет ведется сквозным образом, т. е. в области «чистой» жидкости используются уравнения для пузырьковой жидкости, но при этом $\alpha_{g0} = 0$. Для того чтобы различать области, где детонация произошла, а где нет, вводится индикатор детонации.

Условия при $t = 0$, соответствующие исходному состоянию системы, состоящей из областей однородной газожидкостной смеси и жидкости в канале, разделенных границей с наклоном, записываются в виде:

$$u = v = 0, \quad p_l = p_0, \quad p_g = p_0, \quad a = a_0,$$

$$w = 0, \quad T_g = T_0, \quad \rho = \rho_{l0}^0 \left(1 - \alpha_{g0}\right),$$

$$\alpha_g = \begin{cases} \alpha_{g0}, (x_0, y_0) \in \Omega_1, \\ 0, (x_0, y_0) \quad \notin \Omega_1, \end{cases}$$

$$\Omega_1 = \begin{cases} 0 \leqslant y_0 \leqslant L_y, \\ 0 \leqslant x_0 \leqslant x_{01} + \dfrac{y_0}{L_y}(x_{02} - x_{01}). \end{cases}$$

Инициирующее возмущение давления на границе пузырьковой жидкости ($x_0 = 0$) задается в виде сигнала в форме ступеньки. Ему соответствует граничное условие

$$p(t, y_0) = p_0 + \Delta p_0 \quad \text{при } x_0 = 0.$$

На границах $y_0 = 0$ и $y_0 = L_y$ расчетной области приняты условия, как на жесткой стенке, т. е. равенство нулю нормальной компоненты скорости. На границе $x_0 = L_x$ задается неотражающее граничное условие на основе импедансного соотношения [9]. Схематическая постановка задачи представлена на рис. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 2 показаны эпюры давления, иллюстрирующие процесс распространения волны давления (с амплитудой $\Delta p_0 = 0.1$ МПа) типа ступенька в прямоугольной области, содержащей пузырьковую жидкость с горючим газом и «чистую» жидкость. Угол наклона границы раздела сред относительно оси абсцисс составляет 60° (см. рис. 1).

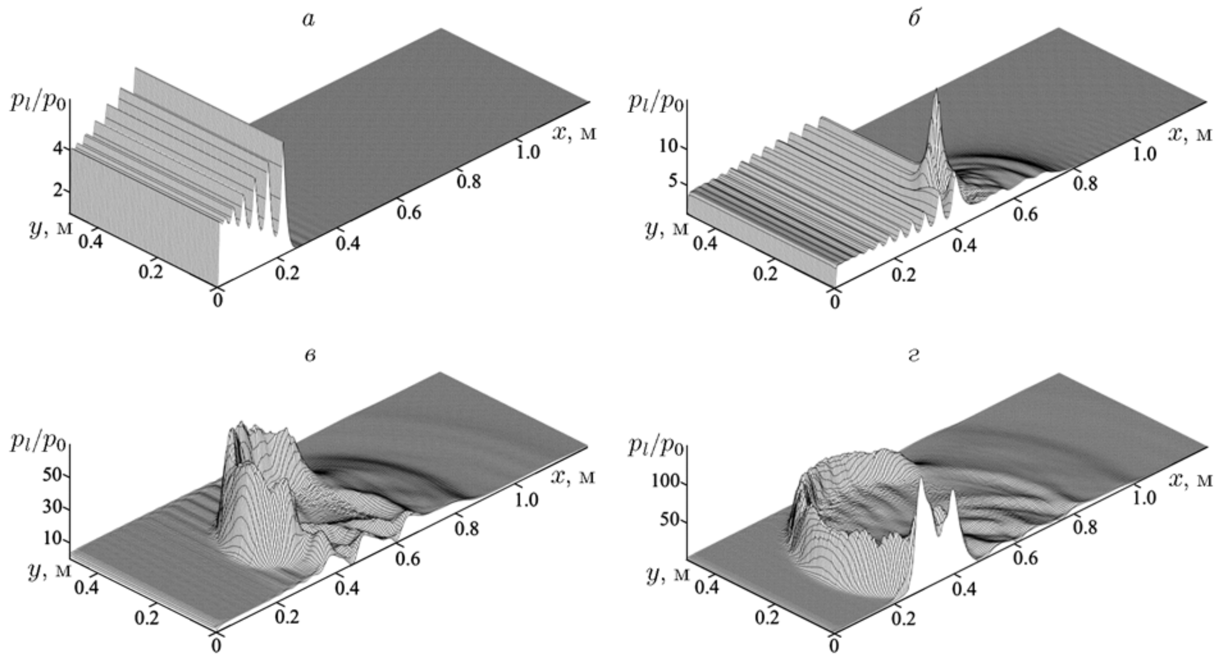

Рис. 3. Эпюры давления для импульса типа ступенька при $\Delta p_0 = 0.3$ МПа в моменты времени 1.0 (*а*), 1.97 (*б*), 2.25 (*в*), 2.35 мс (*г*):

параметры системы такие же, как на рис. 2

При воздействии граничным давлением с амплитудой $\Delta p_0 = 0.1$ МПа в расчетной области возникает волна давления типа ступенька, распространяющаяся вдоль канала со скоростью около 188 м/с (рис. 2,*а*). Вследствие малой амплитуды давления детонация пузырьковой жидкости на границе $x_0 = 0$ не происходит. При прохождении границы раздела пузырьковой среды и «чистой» жидкости (рис. 2,*б*) волна преломляется в жидкость, частично отражаясь от границы раздела сред. Разность акустических импедансов [14] сред приводит к значительному увеличению давления (более 0.3 МПа) при отражении волны от границы раздела жидкостей. При преломлении волны меняется направление вектора скорости вдоль границы раздела с последующим наложением волн. Увеличение результирующей амплитуды формируется из-за интерференции падающей (инициированной на границе $x = 0$) и распространяющейся вдоль границы раздела сред волн. Данные процессы приводят к образованию устойчивого пика давления, в котором наблюдается максимальная амплитуда давления в данный момент времени. С течением времени пик продолжает расти (рис. 2,*в*). Аналогичным образом, в результате описанных эффектов и осцилляционной структуры волны, появляются пики меньшей амплитуды, движущиеся за первым. К моменту времени 3.8 мс вследствие увеличения амплитуды давления до 0.7 МПа скорость первого описанного максимума (пика) повышается до 420 м/с.

В дальнейшем волна, распространяющаяся вдоль границы пузырьковой среды и «чистой» жидкости, достигает границы $y = L_y$ и отражается от нее (рис. 2,*г*). В результате отражения в области «чистой» жидкости формируется фронт волны в форме окружности.

На рис. 3 представлено то же, что и на рис. 2, но при амплитуде начальной волны $\Delta p_0 = 0.3$ МПа. Под воздействием граничного давления в расчетной области инициируется волна давления амплитудой $\approx$0.6 МПа, которая распространяется со скоростью приблизительно 320 м/с (рис. 3,*а*). Волна имеет характерную осцилляционную структуру, связанную с радиальной инерцией пузырьковой жидкости. Инициирование детонации к этому моменту не происходит, потому что амплитуда волны $\Delta p_0 = 0.3$ МПа недостаточна для повышения температуры газа в пузырьках до температуры воспламенения T^*. Распространяясь вдоль канала, при прохождении границы раздела сред волна отражается в газожидкостную область и частично преломляется в об-

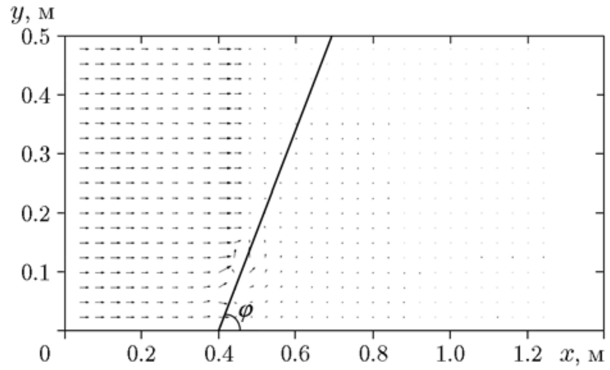

Рис. 4. Поле скоростей при $\Delta p_0 = 0.3$ МПа в момент времени 1.97 мс:
параметры системы такие же, как на рис. 2

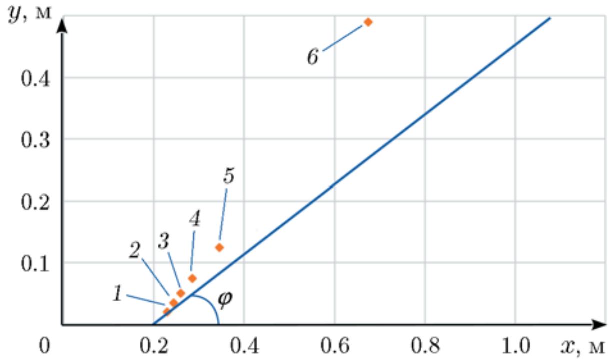

Рис. 5. Координаты возникновения детонации при начальной амплитуде $\Delta p_0 = 0.70$ (*1*), 0.65 (*2*), 0.60 (*3*), 0.55 (*4*), 0.50 (*5*), 0.45 МПа (*6*) при $\varphi = 30°$ и $\alpha_{g0} = 0.01$:
параметры системы такие же, как на рис. 2

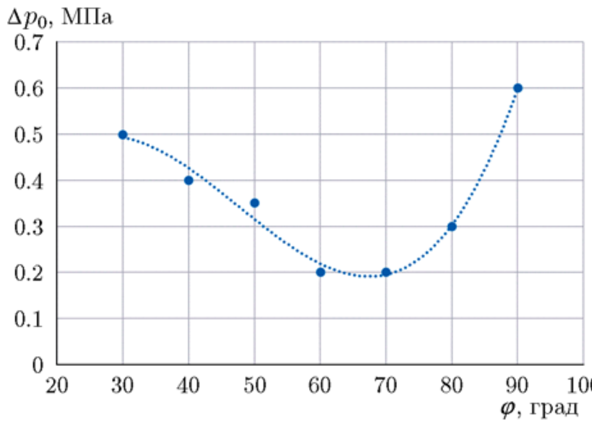

Рис. 6. Зависимость минимального давления, необходимого для детонации, от угла наклона границы раздела пузырьковая жидкость — «чистая» жидкость при $\alpha_{g0} = 0.01$:
параметры системы такие же, как на рис. 2

ласть «чистой» жидкости. При этом на границе раздела сред амплитуда давления достигает значения более 2 МПа (рис. 3,*б*), что способствует инициированию ДВ в результате сжатия газа в пузырьках до температуры воспламенения. Из рис. 3,*в*, соответствующего моменту 2.25 мс, видно, что амплитуда ДВ составляет около 10 МПа, а фронт волны имеет форму окружности. На рис. 3,*г* показано дальнейшее распространение ДВ со скоростью 1 100 м/с в пузырьковой жидкости. Следует обратить внимание на то, что на рис. 3,*в*,*г* ДВ распространяется по поджатой пузырьковой жидкости.

На рис. 4 представлено поле скоростей, соответствующее эпюрам давления, приведенным на рис. 3,*б*. Из анализа векторного поля скоростей следует, что наличие наклонной границы приводит к скольжению результирующей волны вдоль границы раздела сред в результате интерференции падающей и отраженной волн, что увеличивает амплитуду и инициирует детонацию в пузырьковой жидкости.

На рис. 5 представлены координаты (точки) инициирования детонации в результате повышения температуры газа в пузырьках до температуры воспламенения T_* при различных значениях начальной амплитуды давления Δp_0. С уменьшением начальной амплитуды с 0.7 до 0.45 МПа координата инициирования детонации смещается вдоль границы раздела пузырьковой среды и «чистой» жидкости к границе $y = L_y$. Кроме этого, с уменьшением начальной амплитуды с 0.7 до 0.45 МПа время, необходимое для возникновения детонации, увеличивается с 0.7 до 1.0 мс. Распространение волны давления при $\Delta p_0 \leq 0.4$ МПа уже не способно инициировать детонацию в пузырьковой жидкости. При таком давлении детонационный процесс реализуется только в результате интерференции падающих и отраженных волн на границе канала $y = L_y$.

На рис. 6 показана зависимость минимальной амплитуды граничного давления Δp_0, необходимого для инициирования детонации, от угла наклона границы раздела пузырьковая среда — «чистая» жидкость. Необходимо отметить, что инициирование ДВ в этом случае происходит в результате интерференции волны на наклонной границе раздела, а не на границе $x = 0$. Видно, что наличие наклонной границы способно значительно снизить начальное давление, необходимое для инициирования детонации в пузырьковой жидкости, тогда как

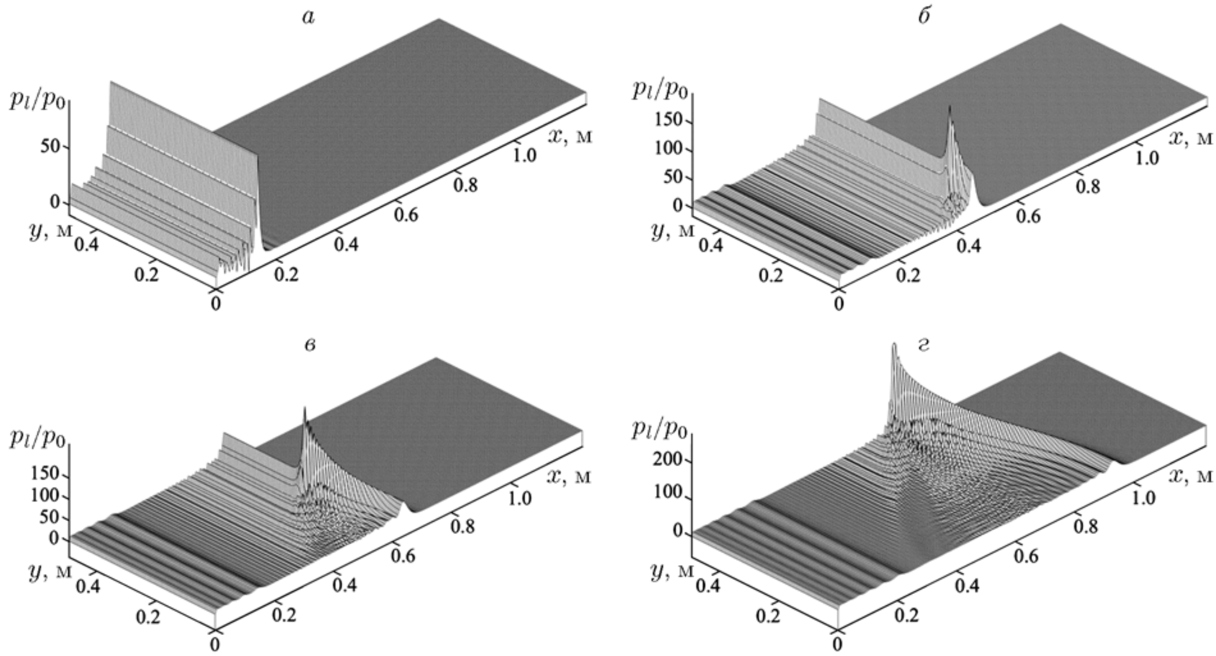

Рис. 7. Эпюры давления при $\Delta p_0 = 1.0$ МПа в моменты времени: 0.25 (*а*), 0.63 (*б*), 0.75 (*в*), 0.95 мс (*г*):

параметры системы такие же, как на рис. 2

для инициирования детонации при отражении волны от прямой границы раздела пузырьковая среда — «чистая» жидкость требуется начальное давление намного выше при тех же исходных параметрах. Например, для инициирования ДВ при угле наклона 30° амплитуда начального давления будет приблизительно равна 0.5 МПа. Увеличение угла наклона от 30° до 60° приводит к тому, что минимальное давление волны типа ступенька, способное инициировать детонацию в пузырьковой жидкости, уменьшается в 2.3 раза и составляет $\Delta p_0 = 0.2$ МПа. Дальнейшее увеличение угла наклона ведет к увеличению давления, необходимого для инициирования детонации. Примечательно, что при расположении границы под углом $\varphi = 90°$ детонация реализуется при значительно больших значениях Δp_0, чем при $\varphi < 90°$. Например, если при $\varphi = 70°$ детонация происходит при $\Delta p_0 = 0.2$ МПа, то при $\varphi = 90°$ уже необходимо $\Delta p_0 = 0.6$ МПа.

На рис. 7 представлены эпюры давления для волны типа ступенька при начальной амплитуде давления $\Delta p_0 = 1.0$ МПа в различные моменты времени. Из рис. 7,*а* видно, что под воздействием граничного давления инициируется ДВ амплитудой около 10 МПа, распространяющаяся со скоростью 800 м/с. Отражение и преломление ДВ от границы между пузырьковой и «чистой» жидкостью показаны на рис. 7,*б*,*в*. При отражении от границы амплитуда ДВ увеличивается до 20 МПа, т. е. в два раза по сравнению с амплитудой падающей волны. К моменту 0.95 мс (рис. 7,*г*) ДВ полностью переходит в область «чистой» жидкости, прошедшая волна распространяется со скоростью 1 700 м/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате интерференции падающей и отраженной волн на наклонной границе между газожидкостной средой и «чистой» жидкостью формируется волновое движение вдоль границы с последующим ростом амплитуды давления результирующей волны до значений, способных инициировать пузырьковую детонацию.

Установлено, что угол наклона границы раздела пузырьковая среда — «чистая» жидкость влияет на минимальное значение амплитуды давления волны типа ступенька, необходимое для инициирования детонации.

Показано, что возможно уменьшение амплитуды начального давления в несколько раз по сравнению с амплитудой волны, способной инициировать детонацию при отражении волны от прямой границы между областями с газожидкостной смесью и «чистой» жидкостью.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Сычев А. И.** Волна детонации в системе жидкость — пузырьки газа // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 3. — С. 103–110.
2. **Сычев А. И., Пинаев А. В.** Самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками взрывчатого газа // ПМТФ. — 1986. — № 1. — С. 133–138.
3. **Пинаев А. В., Сычев А. И.** Структура и свойства детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 3. — С. 109–118.
4. **Пинаев А. В., Сычев А. И.** Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия существования волны детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 6. — С. 76–84.
5. **Сычев А. И.** Влияние размера пузырьков на характеристики волн детонации // Физика горения и взрыва. — 1995. — Т. 31, № 5. — С. 83–91.
6. **Кочетков И. И., Пинаев А. В.** Ударные и детонационные волны в жидкости и пузырьковых средах при взрыве проволочки // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 2. — С. 124–133.
7. **Кочетков И. И., Пинаев А. В.** Ударно-волновые процессы при взрыве проводников в воде и пузырьковых средах // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 6. — С. 109–119. — DOI: 10.15372/FGV20150614.
8. **Нигматулин Р. И., Шагапов В. Ш., Гималтдинов И. К., Ахмадуллин Ф. Ф.** Взрыв пузырьковой завесы с горючей смесью газов при воздействии импульсом давления // Докл. АН. — 2003. — Т. 388, № 5. — С. 611–615.
9. **Ждан С. А.** Детонация столба химически активной пузырьковой среды в жидкости // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 4. — С. 107–112.
10. **Ждан С. А., Ляпидевский В. Ю.** Детонация в двухслойной пузырьковой среде // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 1. — С. 123–128.
11. **Лепихин С. А., Галимзянов М. Н., Гималтдинов И. К.** Инициирование детонационных волн в каналах переменного сечения, заполненных жидкостью с пузырьками горючего газа // Теплофизика высоких температур. — 2010. — Т. 48, № 2. — С. 234–240.
12. **Гималтдинов И. К., Гималтдинова А. А., Кочанова Е. Ю.** Распространение детонационных волн в неоднородной по объемному содержанию пузырьковой жидкости // Инж.-физ. журн. — 2021. — Т. 94, № 6. — С. 1538–1544.
13. **Кедринский В. К.** Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
14. **Исакович М. А.** Общая акустика. — М.: Наука, 1973.
15. **Шагапов В. Ш., Абдрашитов Д. В.** Структура волн детонации в пузырьковой жидкости // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 6. — С. 89–96.
16. **Гималтдинов И. К., Лепихин С. А.** Особенности влияния скольжения фаз и начального давления на динамику детонационных волн в пузырьковой жидкости // Теплофизика высоких температур. — 2019. — Т. 57, № 3. — С. 459–463. — DOI: 10.1134/S0040364419020042.
17. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. — М.: Наука, 1987. — Ч. 1.
18. **Самарский А. А., Попов Ю. П.** Разностные методы решения задач газовой динамики: учеб. пособие. — 3-е изд., доп. — М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1992.

Поступила в редакцию 29.06.2022.
После доработки 30.09.2022.
Принята к публикации 09.11.2022.