

УДК 532.329

ДИНАМИКА ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ НА ГРАНИЦУ ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТИ

© 2022 г. И. К. Гималтдинов*, А. С. Родионов**, Е. Ю. Кочанова***

Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа, Россия

**E-mail: iljas_g@mail.ru*

***E-mail: artrodionov@mail.ru*

****E-mail: moto8728@mail.ru*

Поступила в редакцию 28.12.2020 г.

После доработки 21.09.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

Исследованы процессы отражения и преломления детонационной волны на границе раздела пузырьковой и “чистой” жидкостей в случае, когда граница раздела расположена под углом к фронту детонационной волны. Показано, что при переходе этой границы происходит отражение детонационной волны с последующим увеличением амплитуды, обусловленным переходом волны в акустически более жесткую среду. Выявлена зависимость максимального значения амплитуды давления от угла наклона границы пузырьковая жидкость—“чистая” жидкость. Определено значение угла наклона, соответствующего максимальному давлению.

DOI: 10.31857/S0040364422030097

ВВЕДЕНИЕ

Пузырьковая среда с химически активным газом в пузырьках является взрывчатым веществом, в котором могут возникать детонационные волны (ДВ) с амплитудой около 10 МПа [1–4]. Несмотря на различия в строении и в физико-химических свойствах систем, волны детонации во всех средах обладают общими признаками: детонация — самоподдерживающийся, автоволновой процесс. Энерговыведение в среде обеспечивает возможность существования самоподдерживающихся волн детонации.

Изучение ДВ в пузырьковых средах представляет интерес как в вопросах обеспечения взрывобезопасности, так и при решении проблем передачи информации в жидкости в виде волн. Кроме этого, в последнее время появились работы, в которых исследуется возможность использования ДВ в импульсно-детонационных водометных движителях [5, 6].

В настоящее время одномерные детонационные волны достаточно подробно изучены и активно рассматриваются двумерные детонационные волны в пузырьковой жидкости.

Исследование взрыва пузырьковой завесы конечных размеров с содержащими горючий газ пузырьками, расположенной в объеме жидкости, под воздействием импульса давления представлено в [7]. Показано, что воздействие на пузырьковую завесу через окружающую “чистую” жидкость, сопровождаемое двумерными и нелинейными эф-

фектами, существенно снижает амплитуду иницирования, способного возбудить детонацию. Численному исследованию динамики формирования и особенности структуры двумерной зоны реакции детонационной волны, распространяющейся в двухслойной пузырьковой среде, в рамках односкоростной модели Иорданского—Когарко посвящена работа [8]. В этой работе в результате математического моделирования установлено, что по двухслойной пузырьковой смеси может распространяться самоподдерживающаяся ДВ, скорость которой меньше, чем в однослойной пузырьковой системе. Получена и проанализирована двумерная структура двухслойной пузырьковой детонации. Показано, что при ширине канала, меньшей характерной длины волны, скорость двухслойной ДВ можно определить из одномерной модели двухкомпонентной пузырьковой смеси.

Задача о детонационной волне, распространяющейся в цилиндрическом столбе химически активной пузырьковой среды, экранируемой от стенок трубы, численно в рамках модели Иорданского—Когарко решена в [9]. Здесь рассчитаны волновая структура зоны реакции и скорость детонации столба пузырьковой жидкости. Установлено, что самоподдерживающаяся волна может распространяться со скоростью, в 1.5–2.5 раза превышающей скорость одномерной пузырьковой детонации. Динамика осесимметричных двумерных детонационных волн в жидкости с пузырьками, когда пузырьки находятся в виде трубчатого кластера в приосевой области трубы и когда они

расположены в виде кольцевого пузырькового слоя, исследована в [10]. Показано, что такие пузырьковые кластеры могут служить волноводом для передачи импульсных сигналов, представляющих собой детонационные солитоны. Установлено, что из-за предварительного поджата пузырькового кластера детонационными волнами, распространяющимися по “чистой” жидкости, скорость детонационного солитона может значительно возрастать по сравнению со случаем одномерной пузырьковой детонации [10].

Численному исследованию распространения детонационных волн в цилиндрическом канале с внезапным расширением, заполненном пузырьковой жидкостью, посвящена работа [11]. Проанализированы возможные сценарии динамики детонационных волн после их перехода в расширяющуюся часть канала. Установлено влияние объемного содержания горючего газа и геометрических размеров канала на распространение и срыв детонационной волны. Показано, что возможны два режима распространения детонации при переходе детонационной волны в расширяющуюся зону: непрерывное распространение детонации и срыв детонации [11].

Целью данной работы является численное моделирование процесса преломления и отражения детонационной волны на границе раздела пузырьковой и “чистой” жидкостей в случае, когда граница, разделяющая эти среды, расположена под углом к фронту падающей волны.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрен плоский канал, заполненный пузырьковой (газонасыщенной) и “чистой” жидкостью, с границей раздела сред, расположенной под углом φ по длине канала (рис. 1). Полагается, что газовая фаза пузырьковой жидкости является взрывчатой газовой смесью (например, смесь ацетилена с кислородом или гремучий газ). В момент времени $t = 0$ на границе $x_0 = 0$ инициируется детонационная волна воздействием П-образного импульса протяженностью t_* и амплитудой Δp_0 . Требуется определить динамику волнового процесса в канале при $t > 0$.

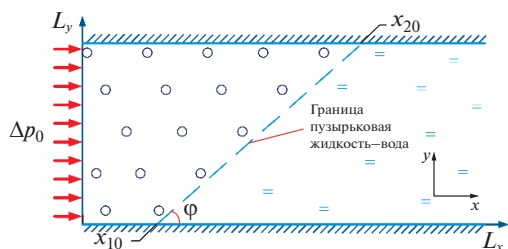


Рис. 1. Схема задачи.

Для описания волнового движения при общих допущениях для пузырьковых жидкостей система макроскопических уравнений масс, числа пузырьков, импульсов и давления в пузырьках записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0 \quad (i = l, g), \\ \frac{dn}{dt} + n \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0, \quad \rho \frac{du}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial x} = 0, \\ \rho \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial y} &= 0, \quad \rho = \rho_g + \rho_l, \\ \left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \alpha_l + \alpha_g &= 1, \\ \rho_i &= \rho_i^0 \alpha_i, \quad \alpha_g = \frac{4}{3} \pi n a^3, \end{aligned} \quad (1)$$

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

При описании радиального движения полагается, что радиальная скорость состоит из двух слагаемых $w = w_A + w_R$, где w_R определяется из уравнения Рэлея–Ламба, w_A из решения задачи о сферической разгрузке на сфере радиусом a в несущей жидкости в акустическом приближении [12]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial t} &= w_R + w_A, \\ a \frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2} w_R^2 + 4\nu_l \frac{w_R}{a} &= \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0}, \quad w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}, \end{aligned} \quad (2)$$

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

Пусть жидкость является акустически сжимаемой, а газ — калорически совершенным [13], тогда

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

где B — газовая постоянная. Здесь и далее нижний индекс 0 относится к начальному невозмущенному состоянию.

Для описания интенсивности межфазного теплообмена принята схема, учитывающая скольжение фаз [14]. При учете скольжения фаз полагается, что происходит обновление поверхности пузырька, тепловой поток q при этом определяется теплопроводностью жидкости:

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

$$\text{Nu}_l = 0.65 \sqrt{\text{Re}_l}, \quad \text{Re}_l = \frac{2a |v_{lg}|}{k_l}, \quad k_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l c_l}.$$

Здесь $T_0 = \text{const}$ – температура жидкости; p_i – давление фаз, Па; v_{lg} – относительная скорость фаз; Nu_l и Re_l – числа Нуссельта и Пекле для фаз; c_l , λ_l и k_l – теплоемкость, теплопроводность и коэффициент температуропроводности жидкости.

Для определения относительной скорости фаз можно записать следующее уравнение [14, 15]:

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

где $\mathbf{v} = u \mathbf{i} + v \mathbf{j}$, $\mathbf{v}_{lg} = u_{lg} \mathbf{i} + v_{lg} \mathbf{j}$, \mathbf{i} , \mathbf{j} – орты осей x и y , \mathbf{f} – сила вязкого трения.

Сила вязкого трения принята в виде

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

Коэффициент сопротивления C_D задан в следующем виде:

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

где v_l – кинематическая вязкость жидкости, Re – число Рейнольдса.

Полагается, 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 принимается ацетилен-кислородная стехиометрическая смесь $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$. Такой выбор обусловлен тем, что она использовалась в большинстве экспериментов [1, 2]. В качестве жидкой фазы взят водоглицериновый раствор с массовой долей глицерина 0.5. Для ацетилен-кислородной стехиометрической смеси за температуру воспламенения и добавку к температуре газа приняты следующие значения: $T_* = 1000$, $\Delta T = 3200$ К [16].

Для численного анализа задачи о распространении детонационных волн при переходе через границу пузырькового клина удобнее пользоваться системой уравнений (1)–(5), записанной в лагран-

жевых координатах [17]. Это, в частности, связано с тем, что в лагранжевых координатах первоначальные границы неоднородностей остаются неподвижными.

В лагранжевых координатах система уравнений записывается так

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\text{Nu}_l = 0.65 \sqrt{\text{Re}_l}, \quad \text{Re}_l = \frac{2a |v_{lg}|}{k_l}, \quad k_l = \frac{\lambda_l}{\rho_l c_l},$$

$$J = \frac{\partial x}{\partial x_0} \frac{\partial y}{\partial y_0} - \frac{\partial x}{\partial y_0} \frac{\partial y}{\partial x_0},$$

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

Здесь γ – показатель адиабаты для газа, J – якобиан перехода от лагранжевых к эйлеровым переменным.

Система уравнений в лагранжевых координатах решалась численно по явной схеме [17]. Для того чтобы различать области, где произошла детонация, а где нет, вводится индикатор детонации.

НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

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

$$\begin{aligned} u = v = 0, \quad p_l = p_0, \quad p_g = p_0, \quad a = a_0, \\ w = 0, \quad T_g = T_0, \quad \rho = \rho_{l0}^0 (1 - \alpha_{g0}), \\ \alpha_g = \begin{cases} \alpha_{g0}, & (x_0, y_0) \in \Omega_1, \\ 0, & (x_0, y_0) \notin \Omega_1, \end{cases} \\ \Omega_1 = \begin{cases} 0 \leq y_0 \leq L_y, \\ 0 \leq x_0 \leq x_{10} + \frac{y_0}{L_y} (x_{20} - x_{10}). \end{cases} \end{aligned}$$

Иницирующее возмущение давления на границе пузырьковой жидкости ($x_0 = 0$) задается в виде П-образного сигнала. Соответствующее граничное условие имеет вид

$$p(t, y_0) = \begin{cases} p_0 + \Delta p_0, & t \leq t_* \\ p_0, & t > t_* \end{cases} \text{ при } x_0 = 0.$$

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. Схематическая постановка задачи показана на рис. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 2 представлено распределение давления в прямоугольной области, содержащей пузырьковую зону, граничащую с чистой жидкостью, в моменты времени 2.5, 4.2 и 6.8 мс. Параметры системы: газ – ацетилен-кислородная смесь, жидкость – 50 мас. % водоглицериновый раствор; $p_0 = 0.1$ МПа, $\Delta p_0 = 2$ МПа, $T_0 = 293$ К, $\rho_l^0 = 1130$ кг/м³, $\nu_l = 6 \times 10^{-6}$ м²/с, $c_l = 3.3$ кДж/(кг К), $\lambda_l = 0.42$ Вт/(м К), $C_l = 1700$ м/с, $\rho_g^0 = 1.29$ кг/м³, $\lambda_g = 2.6 \times 10^{-2}$ Вт/(м К), $\alpha_{g0} = 0.01$, $a_0 = 1.25$ мм, $\gamma = 1.36$, $L_x = 1.2$ м, $L_y = 0.5$ м, $x_{10} = 0.2$ м, $x_{20} = 0.49$ м, $\varphi = 60^\circ$.

Известно [1, 2], что при воздействии граничным давлением порядка 2 МПа на пузырьковую жидкость, газовая фаза которой является взрывчатым газом, могут инициироваться детонационные волны амплитудой порядка 10 МПа. На рис. 2 представлена эпюра сформировавшейся детонационной волны под воздействием П-образного

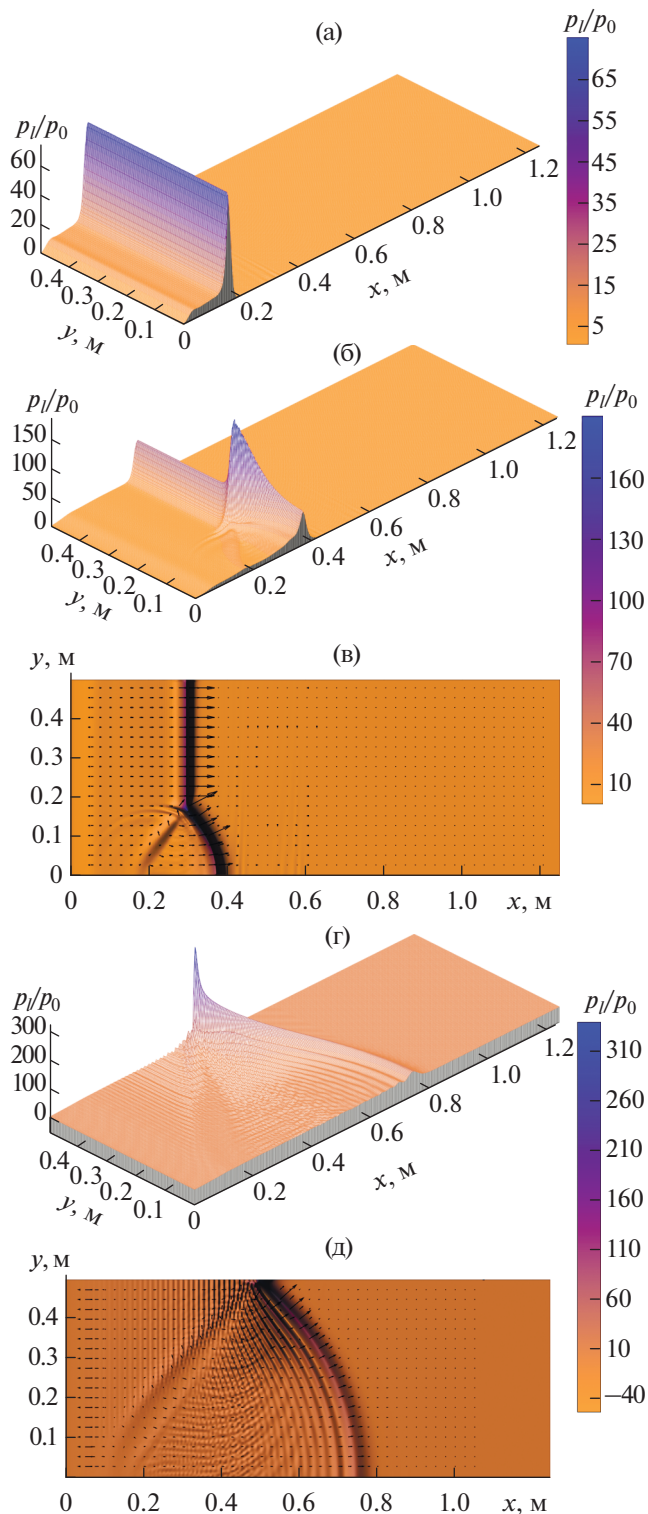


Рис. 2. Эпюры давления для моментов времени 2.5 (а); 4.2 (б), (в); 6.8 мс (г), (д); (в), (д) – система изобар и поля скоростей.

граничного давления. ДВ имеет вид уединенной волны – солитона, амплитуда которой достигает 10.0 МПа.

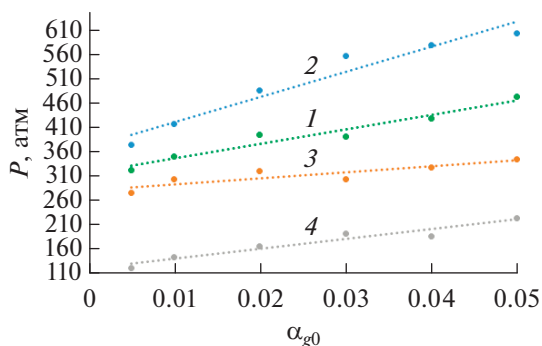


Рис. 3. Зависимость максимального давления от объемного содержания пузырьков при разных углах наклона ϕ границы пузырьковая жидкость—чистая жидкость: 1 — $\phi = 30^\circ$, 2 — 45° , 3 — 60° , 4 — 90° .

Когда детонационный солитон достигает границы раздела пузырьковая жидкость—чистая жидкость, происходит преломление этой волны в область чистой жидкости и частичное отражение в пузырьковую жидкость. Пузырьковая жидкость из-за аномальной сжимаемости, связанной с наличием пузырьков, по своим акустическим характеристикам кардинально отличается от чистой жидкости. Акустическое сопротивление [18] пузырьковой жидкости меньше аналогичной величины для чистой жидкости, поэтому для волн, падающих со стороны пузырьковой жидкости на границу пузырьковая жидкость—чистая жидкость, эта граница аналогична жесткой стенке. В связи с этим амплитуда детонационного солитона при переходе границы жидкостей будет увеличиваться. Кроме того, из-за наложения падающей и отраженной волн вдоль границы, разделяющей области пузырьковой смеси и чистой жидкости, происходит формирование волнового движения вдоль границы. Так как граница расположена под углом, то амплитуда результирующей волны при распространении вдоль границы увеличивается. После прохождения в область чистой жидкости волна становится постдетонационной [19]. Уменьшение амплитуды постдетонационной волны связано с двумерным рассеянием в области чистой жидкости.

На рис. 2б, 2в представлены эпюры давления и система изобар для момента времени 4.2 мс. При переходе через границу пузырьковой и чистой жидкостей амплитуда ДВ увеличивается до 20 МПа, т.е. происходит более чем двукратное увеличение амплитуды детонационной волны, распространяющейся по пузырьковой жидкости. Из системы изобар (рис. 2в) следует, что фронт постдетонационной волны имеет форму окружности. Кроме этого, на рис. 2в представлено поле скоростей. Видно, что наибольшее значение скорости дости-

гает на границе и соответствует максимальной амплитуде давления.

На рис. 2г, 2д представлены данные в момент времени 6.8 мс. Эпюра давления (рис. 2д) соответствует моменту, когда фронт ДВ полностью “выходит” из области пузырьковой жидкости, т.е. сечению $x_{20} = 0.485$. Амплитуда ДВ вблизи стенки ($y = L_y$) составляет более 30.0 МПа. Такое увеличение амплитуды связано не только с фокусировкой волны в суживающемся пузырьковом клине и отражением на границе пузырьковая жидкость—чистая жидкость, но и с ударом о жесткую стенку $y = L_y$.

На рис. 3 представлена зависимость максимального давления на стенке $y = L_y$ от объемного содержания газа α_{g0} при разных углах наклона границы, разделяющей области газожидкостной смеси и жидкости. Видно, что при любых углах ϕ с увеличением объемного содержания происходит рост максимального значения давления. Это связано с тем, что с увеличением объемного содержания газа происходит увеличение разницы акустического импеданса между пузырьковой и чистой жидкостями. Поэтому амплитуда волны, которая формируется вдоль наклонной границы, с увеличением объемного содержания газа увеличивается. Отметим, что, когда фронт ДВ перпендикулярен границе, разделяющей области газожидкостной среды и чистой жидкости, амплитуда ДВ из-за отражения увеличивается с 12.0 до 17.0 МПа при изменении объемного содержания с 0.05 до 0.6. Также видно, что с увеличением угла ϕ максимальное значение давления тоже растет. Наибольшее значение давления достигается при $\phi \approx 45^\circ$. Дальнейшее увеличение угла не приводит к росту максимального значения давления в области.

На рис. 4 изображено распределение давления вдоль границы пузырьковая жидкость—чистая жидкость в разные моменты времени, начиная с момента, когда передний фронт ДВ достигает сечения $x = x_{10}$. Как следует из анализа графиков, “удар” по границе приводит к увеличению амплитуды детонационного солитона, последующему увеличению амплитуды детонационной волны и перемещению солитона вдоль границы.

На рис. 5 показана зависимость от времени максимального давления, реализующегося в расчетной области. На графике четко прослеживаются наличие трех участков увеличения давления: I, II и III. Участок I соответствует инициированию и динамике ДВ в области пузырьковой жидкости. Участок II обусловлен отражением детонационных волн от границы пузырьковая жидкость—чистая жидкость. Далее происходит увеличение амплитуды волны из-за интерференции отражен-

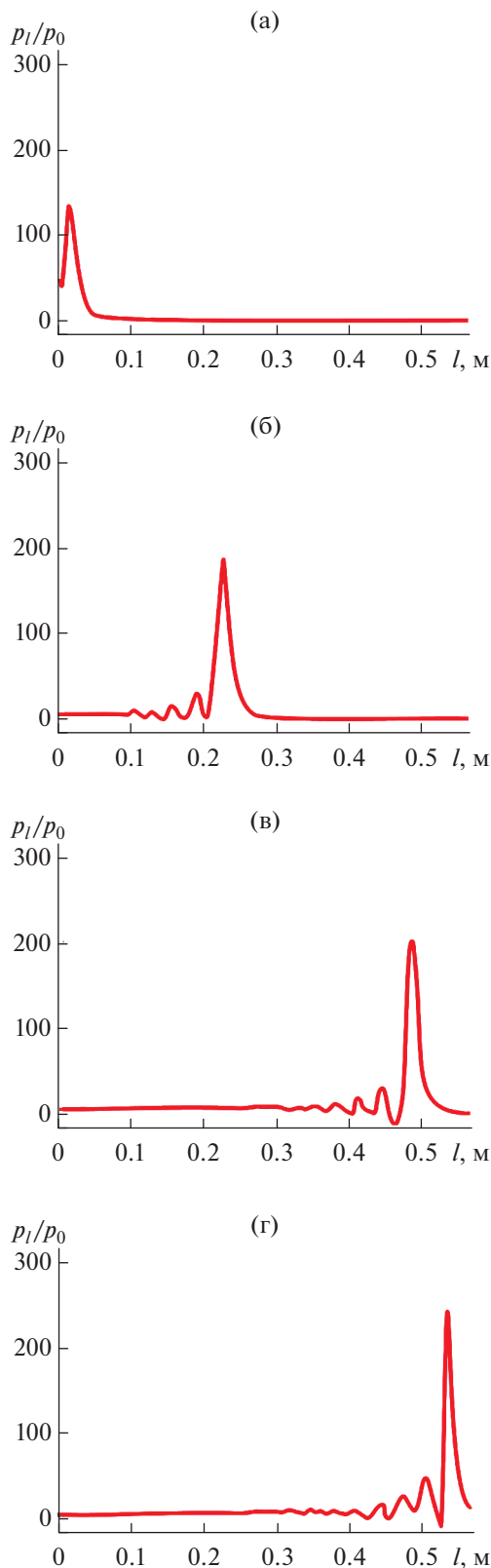


Рис. 4. Распределение давления вдоль границы пузырьковая жидкость—чистая жидкость при $\alpha_{g0} = 0.1$, $\varphi = 60^\circ$ в различные моменты времени: 3.1 (а), 4.2 (б), 6.0 (в), 6.5 мс (г).

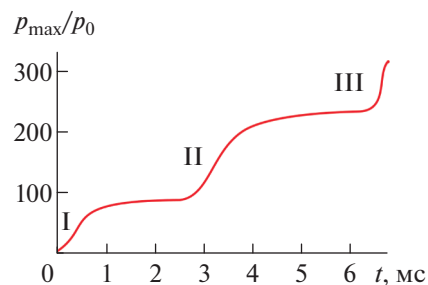


Рис. 5. Зависимость максимального давления от времени при $\alpha_{g0} = 0.1$, $\varphi = 60^\circ$.

ной и падающей на границу волн. Участок III обусловлен воздействием ДВ на стенку канала. Описанные явления приводят к более чем трехкратному увеличению давления по сравнению с амплитудой детонационной волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены процессы отражения и преломления детонационной волны при переходе границы пузырьковая жидкость—чистая жидкость, расположенной под углом к фронту детонационной волны. Установлено, что при отражении детонационной волны от наклонной границы происходит увеличение ее амплитуды, обусловленное переходом волны в акустически более жесткую среду. Показано, что в результате интерференции падающей и отраженной волн формируется волновое движение вдоль границы с увеличивающейся амплитудой результирующей волны. Установлено, что с увеличением угла наклона максимальное значение амплитуды давления также растет. Максимальное значение давления достигается при угле наклона $\approx 45^\circ$.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки России в сфере научной деятельности, номер для публикаций FEUR-2020-0004 “Решение актуальных задач и исследование процессов в нефтехимических производствах, сопровождающихся течениями многофазных сред”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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 // ФГВ. 1987. Т. 23. № 6. С. 76.
2. Сычев А.И. Управляемая пузырьковая детонация // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 291.
3. Гималтдинов И.К., Кучер А.М. Детонационные волны в многокомпонентной пузырьковой жидкости // ТВТ. 2014. Т. 52. № 3. С. 423.
4. Лепихин С.А., Галимзянов М.Н., Гималтдинов И.К. Инициирование детонационных волн в каналах переменного сечения, заполненных жидкостью с пузырьками горючего газа // ТВТ. 2010. Т. 48. № 2. С. 234.

5. *Тухватуллина Р.Р., Фролов С.М.* Ударные волны в жидкости, содержащей инертные и реакционно-способные газовые пузырьки // Горение и взрыв. 2017. Т. 10. № 2. С. 52.
6. *Авдеев К.А., Аксенов В.С., Борисов А.А., Севастопольева Д.Г., Тухватуллина Р.Р., Фролов С.М., Фролов Ф.С. и др.* Расчет распространения ударной волны в воде с пузырьками реакционноспособного газа // Хим. физика. 2017. Т. 36. № 4. С. 20.
7. *Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Ахмадуллин Ф.Ф.* Взрыв пузырьковой завесы с горючей смесью газов при воздействии импульсом давления // Докл. РАН. 2003. Т. 388. № 5. С. 611.
8. *Ждан С.А., Ляпидевский В.Ю.* Детонация в двухслойной пузырьковой среде // ФГВ. 2002. Т. 38. № 1. С. 123.
9. *Ждан С.А.* Детонация столба химически активной пузырьковой среды в жидкости // ФГВ. 2003. Т. 39. № 4. С. 107.
10. *Шагапов В.Ш., Гималтдинов И.К., Баязитова А.Р., Спеев Д.С.* Распространение детонационных волн вдоль трубчатого пузырькового кластера, находящегося в жидкости // ТВТ. 2009. Т. 47. № 3. С. 448.
11. *Гималтдинов И.К., Кочанова Е.Ю.* Распространение детонационных волн в пузырьковых жидкостях в каналах с внезапным расширением // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 3. С. 317.
12. *Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К.* Проявление сжимаемости несущей фазы при распространении волны в пузырьковой среде // ДАН СССР. 1989. Т. 304. № 5. С. 1077.
13. *Нигматулин Р.И.* Механика сплошной среды. Кинематика. Динамика. Термодинамика. Статистическая динамика. М.: ГЭОТАР-Медиа, 2014. 640 с.
14. *Шагапов В.Ш., Абдрашитов Д.В.* Структура волн детонации в пузырьковой жидкости // ФГВ. 1992. Т. 28. № 6. С. 89.
15. *Гималтдинов И.К., Лепихин С.А.* Особенности влияния скольжения фаз и начального давления на динамику детонационных волн в пузырьковой жидкости // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 459.
16. *Николаев Ю.А., Топчиян М.Е.* Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // ФГВ. 1977. Т. 13. № 3. С. 393.
17. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 424 с.
18. *Исакович М.А.* Общая акустика. Учеб. пособ. М.: Наука; Глав. ред. физ.-мат. лит., 1973. 496 с.
19. *Сычёв А.И.* Переход волны пузырьковой детонации в жидкость // ФГВ. 2002. Т. 38. № 2. С. 99.