

УДК 534.222

## ИНИЦИИРОВАНИЕ ВЗРЫВА ОДИНОЧНОГО ПУЗЫРЬКА И ПУЗЫРЬКОВАЯ ДЕТОНАЦИЯ

Д. В. Воронин

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, voron@hydro.nsc.ru

Численно исследовано взаимодействие одиночного, химически активного пузырька в воде с акустическими волнами в рамках модели двумерного нестационарного течения идеальной сжимаемой среды. Границы между фазами явно выделены. Показано, что инициирование взрыва пузырька может определяться характером его деформации. Несферичность деформации и образование струй приводят к взрыву даже в отсутствие коллапса пузырька. Показана возможность взрыва пузырька в волне разрежения, передачи детонации от одного пузырька к другому и, таким образом, возникновения пузырьковой детонации.

Ключевые слова: пузырек, детонация, струя, численное моделирование, взрыв.

### ВВЕДЕНИЕ

Взрыв пузырька в воде в результате химической реакции сопровождается излучением вторичной ударной волны. Ее взаимодействие с последующим пузырьком может также инициировать взрыв последнего. Таким образом, при определенных начальных условиях возможно распространение самоподдерживающейся волны вдоль цепочки пузырьков. Этот эффект получил название пузырьковой детонации. Экспериментальные исследования [1] распространения ударной волны в столбе жидкости, содержащем вертикально расположенную цепочку пузырьков с химически активной газовой смесью, показали возможность такого явления.

В экспериментах [2–5] обнаружено, что распространение ударных волн в реакционных пузырьковых системах (пузырьки заполняли все поперечное сечение ударной трубы) может сопровождаться образованием самоподдерживающегося стационарного режима. Таким образом, возникающая в пузырьковых средах детонационная волна — самоподдерживающийся стационарный процесс, скорость распространения которого  $D$  превышает равновесную скорость звука в газожидкостной среде, но меньше скорости звука в жидкости.

При решении задачи о распространении детонационной волны в пузырьковой среде необходимо определить условия взрыва одиночного пузырька под влиянием внешней инициирующей волны и описать механизм волнового взаимодействия взорвавшегося пузырька с со-

седними с возможной их детонацией.

Первые попытки вычисления параметров пузырьковой детонации [6–8] по классической схеме Жуге в предположении равенства давлений фаз привели к простым формулам для скорости идеальной детонации, но они дают значения  $D$  на 10 ÷ 30 % ниже экспериментальных. То есть равновесную по давлениям фаз модель нельзя признать удовлетворительной, требовался учет реальной кинетики релаксационных процессов при описании структуры волны. Последующие математические модели [8–15] учитывают неравновесность фаз по давлениям и базируются на модели Иорданского — Когарко — Вингардена [16] движения жидкости с газовыми или парогазовыми пузырьками. Двухфазная среда при этом предполагается фактически однородной, но обладающей особыми свойствами. В работах [8–10] полагалось, что в среде отсутствуют диссипативные потери энергии, а жидкая фаза несжимаема. В [8] рассмотрена также модель с диссипацией энергии за счет теплопроводности. Сжимаемость жидкой фазы учтена в моделях [11–15]. В модели [11] диссипативные потери обусловлены вязкостью и теплопроводностью, в [12] — вязкостью, в [13] — вязкостью и акустическим излучением пузырьков. В [14] показано, что учет диссипации энергии за счет акустического излучения пузырьков необходим для существования стационарного решения в виде уединенной волны, в связи с чем указано на ошибочность численного решения [12] нестационарной задачи об инициировании пузырьковой детонации. Двумерная нестационарная задача о детонаци-

онной волне в цилиндрическом столбе химически активной пузырьковой среды решена в [15]. Рассчитаны волновая структура зоны реакции и скорость волны. Оценка критических энергий инициирования взрыва одиночного пузырька при его адиабатическом сжатии сделана в работе [17]. Здесь динамика пузырька определяется уравнением Рэля с учетом вязкости в акустическом приближении. Для определения профиля волны и оценки скорости пузырьковой детонации используются также аналитические методы, позволяющие путем линеаризации свести систему нелинейных уравнений к модельным уравнениям типа Кортевега — де Вриза или Буссинеска [18, 19]. Полученное решение соответствует уединенной волне малой амплитуды. Однако, как указано в обзоре [20], в целом проблемы теоретического описания пузырьковой детонации остаются пока нерешенными.

Применение модели Иорданского — Когарко — Вингардена в работах [8–15] позволило моделировать волны с большим количеством пузырьков и получить хорошее соответствие с экспериментом. Однако данная модель не всегда адекватно описывает процессы в пузырьковых средах. Например, это касается систем с крупными пузырьками, размер которых больше размеров расчетной ячейки, а также процессов коалесценции, дробления пузырьков и их несферического коллапса, которые могут оказывать определяющее влияние на параметры и течение среды в окрестности пузырьков. Экспериментально установлено [21], что взрыв водородокислородной газовой смеси в пузырьке происходит при средней температуре  $\approx 890$  К, в то время как температура воспламенения  $T_{ign}$  этой же смеси за ударной волной составляет 1200 К [22]. Это может быть связано с неоднородностью распределения газодинамических параметров внутри пузырька. Здесь нужно использовать модель с явным выделением границ между фазами. Несферичность деформации пузырька и неоднородность параметров внутри него могут критически влиять на инициирование взрыва [23].

В данной работе исследуются условия самовоспламенения одиночного химически активного пузырька в инертной жидкости при внешнем акустическом воздействии с учетом возможной несферической деформации пузырька, а также изучается возможность описания распространения самоподдерживающейся вол-

ны вдоль цепочки пузырьков в рамках предложенной модели.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим течение идеальной сжимаемой жидкости (вода) в горизонтально расположенном канале диаметром  $L_0$ , на оси симметрии которого находится первоначально сферический пузырек диаметром  $d_0$ , заполненный газовой смесью  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . Система находится в состоянии равновесия при начальном давлении в жидкости  $p_0 = 1$  атм и начальной температуре  $T_0 = 298$  К. В момент времени  $t_0 = 0$  от левого закрытого конца трубы вправо начинает двигаться акустический импульс, состоящий из фазы сжатия и следующей за ней фазы разрежения (рис. 1). Такой импульс создается электромагнитным генератором ударных волн и соответствует экспериментальным данным [24]. В некоторых работах он называется  $N$ -волной. Профиль давления в волне имеет синусоидальный характер, между фазами сжатия и разрежения в некоторых случаях возможна задержка  $\Delta t^*$ . Исследовались также случаи, когда импульс состоял только из одной фазы сжатия или разрежения. Кривая 1 на рис. 1 соответствует моменту  $t_1$  набегания волнового комплекса на малый по сравнению с длиной волны пузырек, линия 2 — следующему моменту  $t_2$ , когда началось взаимодействие волны сжатия с микропузырьком. При прохождении импульса через пузырек в трубе возникало существенно нестационарное течение с образованием вторичных волн.

Отметим, что инициирующий импульс содержит фазу разрежения с отрицательными значениями давления. Такая ситуация возникает при прохождении ударных волн в жидко-

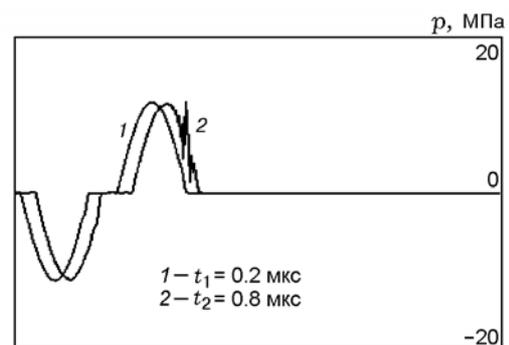


Рис. 1. Профиль давления в начальном импульсе

стях или твердых телах, когда массовая скорость вещества может достигать нескольких сотен метров в секунду, и в среде возникают сильные растягивающие напряжения. Это не противоречит интегралу Бернулли. По достижении некоторых критических значений таких напряжений имеет место нарушение сплошности вещества (откол в твердых телах или кавитация в жидкости). В обычной воде без обезгаживания и дистилляции разрывы появляются при динамическом нагружении с давлением  $p = -2.5$  атм и временем воздействия  $\approx 20 \div 30$  мкс [25]. В нашей задаче время воздействия волны разрежения на частицу среды не превышает 3 мкс, поэтому разрыв жидкости в слабых точках (паровые ядра), возникающих в результате тепловых флуктуаций, имеет место при растягивающих напряжениях  $\approx 1500$  МПа. Амплитуда иницирующего импульса (см. рис. 1) существенно ниже этого критического уровня.

Двухфазный поток моделировался в рамках гидродинамического приближения. Основные уравнения движения двухфазного потока основаны на законах сохранения массы, импульса и энергии для двумерного нестационарного течения сжимаемой среды без учета эффектов переноса для случая осевой симметрии:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial a}{\partial z} + \frac{\partial b}{\partial r} = -\frac{1}{r} f. \quad (1)$$

Здесь  $z$ ,  $r$  — пространственные декартовы координаты, направленные вдоль оси симметрии ( $z$ ) и поперек канала ( $r$ ),  $t$  — время. Для газовой фазы векторные функции  $\sigma$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $f$  определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} \sigma &= (\rho, \rho u, \rho v, \rho E, \rho \mu, \rho Y), \\ a &= (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, u(\rho E + p), \rho \mu u, \rho Y u), \\ b &= (\rho v, \rho v^2 + p, \rho v u, v(\rho E + p), \rho \mu v, \rho Y v), \\ f &= (\rho v, \rho uv, \rho v^2, v(\rho E + p), \mu \rho v - \rho r W_\mu, \\ &\quad \rho r W_Y + Y \rho v), \end{aligned} \quad (2)$$

$$E = U + (u^2 + v^2)/2,$$

где  $\rho$  — плотность;  $u$ ,  $v$  — компоненты вектора скорости в направлении осей  $z$  и  $r$  соответственно;  $E$  — полная энергия на единицу массы газа;  $U$  — внутренняя энергия газа;  $p$  —

давление;  $Y$  — доля периода индукции, в начале зоны индукции  $Y = 1$ , в конце  $Y = 0$ ;  $\mu$  — средняя молекулярная масса газа;  $W_\mu$  и  $W_Y$  — скорости изменения  $\mu$  и  $Y$  соответственно.

В данной работе моделировалось распространение ударных и детонационных волн в химически активном газе. Для описания возможных реакций использовалась двухстадийная модель химической кинетики [26], когда реакции проходят по истечении времени задержки воспламенения  $t_{chem}$ , отсчитываемой после достижения температуры воспламенения среды. Под зоной индукции ( $1 \geq Y \geq 0$ ) понимается область, где задержка воспламенения еще не истекла.

Если  $1 \geq Y \geq 0$ , то

$$W_Y = -\frac{1}{t_{chem}}, \quad W_\mu = 0, \quad (3)$$

$$U = \frac{1}{\gamma_0 - 1} \frac{p}{\rho} + E_D \left( \frac{1}{\mu_0} - \frac{1}{\mu_{min}} \right),$$

если  $Y = 0$ , то

$$W_Y = 0, \quad W_\mu = W_\mu(T, \mu, \rho), \quad U = U(T, \mu). \quad (4)$$

Здесь  $\mu_{min}$  — молекулярная масса газа в диссоциированном состоянии,  $E_D$  — средняя энергия диссоциации продуктов химической реакции,  $\gamma$  — показатель адиабаты. Индекс нуль относится к начальному состоянию вещества. Химическая задержка воспламенения измеряется в секундах и определяется согласно данным эксперимента [27]:

$$t_{chem}[\text{O}_2] = 6.89 \cdot 10^{-11} \exp \frac{\varepsilon}{RT}, \quad (5)$$

где  $[\text{O}_2]$  — концентрация кислорода в смеси, моль/л,  $\varepsilon = 16328$  кал/моль — энергия активации,  $T$  — температура газа,  $R$  — универсальная газовая постоянная.

После периода задержки воспламенения ( $Y = 0$ ) скорость  $W_\mu$  определяется согласно модели [28–30]:

$$\begin{aligned} W_\mu(T, \mu, \rho) &= 4K + \rho^2 \frac{1}{\mu} \left( 1 - \frac{\mu}{\mu_{max}} \right)^2 - \\ &- A_2 T^{3/2} \rho \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\theta}{T} \right) \right]^{3/2} \times \\ &\times \exp \left( -\frac{E_D}{RT} \right) \left( \frac{\mu}{\mu_{min}} - 1 \right), \quad (6) \end{aligned}$$

где  $\mu_{\max}$  — молекулярная масса газа в рекомбинированном состоянии,  $\theta$  — эффективная температура возбуждения колебательных степеней свободы,  $K_+$ ,  $A_2$  — константы. Согласно термодинамическим таблицам вращательные и поступательные степени свободы молекул полностью возбуждены при температуре  $200 \div 300$  К, что соответствует начальному состоянию среды. Для внутренней энергии газа при этом справедливо соотношение [31]

$$U(T, \mu) = E_D \left( \frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right) + \left[ \frac{3}{4} \left( \frac{\mu}{\mu_a} + 1 \right) + \frac{3}{2} \left( \frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \frac{\theta/T}{\exp(\theta/T) - 1} \right] \frac{RT}{\mu}, \quad (7)$$

где  $\mu_a$  — молекулярная масса газа в атомарном состоянии.

Система определяющих уравнений замыкается термическим уравнением состояния идеального газа

$$\frac{p}{\rho} = \frac{RT}{\mu}. \quad (8)$$

В дальнейшем предполагается, что химические реакции протекают только в газовой фазе. Тогда для жидкой фазы (конденсированная или к-фаза) векторные функции  $\sigma$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $f$  в уравнении (1) определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} \sigma &= (\rho, \rho u, \rho v), \\ a &= (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv), \\ b &= (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p), \\ f &= (\rho v, \rho uv, \rho v^2). \end{aligned} \quad (9)$$

Для замыкания системы (1)–(9) использованы формулы, задающие ударную адиабату воды:

$$D = C + LU_*, \quad \rho(D - U_*) = \rho_0 D, \quad p = \rho_0 D U_* + p_0, \quad (10)$$

$$E = \frac{p + p_0}{2} \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) + E_0.$$

Здесь  $D$  — скорость ударной волны,  $U_*$  — массовая скорость за фронтом ударной волны,  $L = \text{const}$  — безразмерный коэффициент, определяющий наклон ударной адиабаты воды,  $C = \text{const}$  — скорость звука.

Полагаем, что межфазные границы представляют собой контактные разрывы. На каждом из этих разрывов поставлены граничные условия непрерывности проекции тензора напряжений на нормаль к поверхности разрыва и непрерывности нормальной к поверхности компоненты вектора скорости:

$$n_k \sigma_{ik}^{(1)} - n_k \sigma_{ik}^{(2)} = F n_i, \quad (V^{(1)} - V^{(2)}) n = 0. \quad (11)$$

Здесь  $\sigma_{ik}$  — компоненты тензора напряжений,  $V = (u, v)$  — вектор скорости среды, значения которого взяты по разные стороны от контактной поверхности,  $n_i$  — компоненты единичного вектора нормали  $n$  к поверхности,  $F$  — сила поверхностного натяжения. В модели не учитывается влияние силы тяжести, фазовые переходы и явления переноса (вязкость, теплопроводность и диффузия вещества). Поэтому первое из условий (11) принимает следующий вид (формула Лапласа [32]):

$$p_1 - p_2 = \alpha \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (12)$$

где  $p_1, p_2$  — давления по разные стороны от контактной поверхности,  $R_1, R_2$  — главные радиусы кривизны поверхности,  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения. Отметим, что поверхностное натяжение играет существенную роль лишь для очень маленьких пузырьков. Например, вызванный им скачок давления на межфазной границе превышает 1 атм только для пузырьков диаметром, меньшим 3 мкм.

Нижняя граница расчетной области — ось симметрии, верхняя — стенка трубы. Считаем их закрытыми, здесь поставлено условие непротекания (скорость среды  $v = 0$ ); левая граница (торец трубы) закрыта ( $u = 0$ ), правая — открыта.

В численных подходах расчетная область должна быть конечной, вследствие чего возникают внешние искусственные границы. Из-за отсутствия точных краевых условий, заменяющих условия на бесконечности для исходной задачи с неограниченной областью, постановку краевых условий приходится реализовывать приближенно. Возмущения, дойдя до внешней границы, частично отражаются от них, искажая решение внутри расчетной области. Для устранения таких эффектов на правой границе расчетной области вводилось неотражающее граничное условие [33], которое в данном случае имеет вид импедансного соотношения:

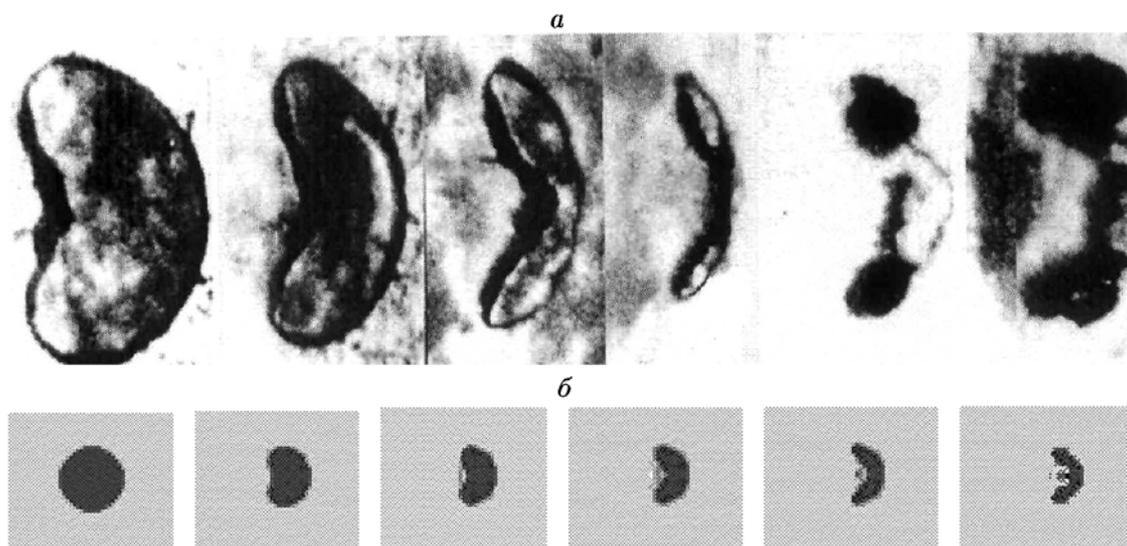


Рис. 2. Деформация пузырька сильной ударной волной:

*a* — эксперимент, *b* — численное моделирование, интервал между кадрами 1 мкс

$$\Delta p = \rho C \Delta u, \quad (13)$$

где  $\Delta p$ ,  $\Delta u$  — текущие значения возмущений давления и скорости на границе расчетной области.

Система уравнений (1)–(13) с данными граничными условиями решалась численно методом индивидуальных частиц, который является модификацией метода Харлоу частиц в ячейках [34]. Использовалась неравномерная расчетная сетка со сгущением вблизи оси симметрии. Расчетный алгоритм предусматривал сгущение расчетной сетки в областях с большими градиентами параметров. Число частиц в ячейках — переменная величина. Численный алгоритм предусматривает возможность объединения и дробления индивидуальных частиц, принадлежащих одному и тому же телу, в зависимости от текущих параметров среды. Максимальное число частиц в ячейке равно семи. С течением времени газовый пузырек может деформироваться, дробиться и слипаться с другими.

Положение межфазных границ определялось приближенно по координатам частиц жидкости и газа в граничных ячейках. Если с течением времени граничный узел расчетной сетки стал внутренним для жидкости (так же как и соседние, например, верхний и нижний), а правый и левый смежные узлы стали граничными, то считалось, что произошло дробление пузырька. Между двумя газовыми фрагмента-

ми появилась жидкость. Аналогично, переход граничного узла, разделяющего два внутренних газовых, в газовый узел соответствует слипанию двух газовых фрагментов в один.

В приведенных ниже расчетах показана возможность быстрого уменьшения размеров пузырька до минимума, что соответствует физическому явлению его схлопывания (или коллапса). Используя преимущества метода частиц в ячейках, моделирование этого явления осуществляли по следующей схеме. При размере пузырька, равном или меньшем размера расчетной ячейки, полагалось, что весь пузырек сосредоточен в одной частице, обладающей определенными координатами, массой, импульсом и энергией. При этом численный алгоритм предусматривает возможность дальнейшего втекания жидкости в расчетную ячейку, где расположена частица, представляющая собой сжатый пузырек. Это позволяет моделировать процесс схлопывания и последующего расширения пузырька в акустическом поле.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В приведенных ниже расчетах использовались следующие значения характерных констант: для жидкости  $\rho_{01} = 1 \text{ г/см}^3$ ,  $C = 1.7 \text{ км/с}$ ,  $L = 1.7$ ,  $\alpha = 0.072 \text{ Н/м}$ ; для газа  $\rho_{02} = 0.0004909 \text{ г/см}^3$ ,  $\gamma_0 = 1.4$ . Параметры ударной адиабаты воды соответствуют данным [35]. Задача решалась в безразмерных переменных. В

качестве параметров обезразмеривания взяты значения  $\rho_0, \rho_{02}$  и длина набегающей волны  $L_1$ .

Для апробации численного алгоритма проведено моделирование начальной стадии деформирования крупного пузырька диаметром  $d_0 = 12$  мм в условиях эксперимента [36] при амплитуде падающей иницирующей волны  $p^* = 0.3$  ГПа. На рис. 2 представлены экспериментальные данные и результаты численного моделирования. Видно, что искажение формы пузырька качественно и количественно верно описывается предложенным расчетным методом.

Как показали расчеты, в диапазоне  $p^* \in [10, 170]$  атм в зависимости от соотношения начального диаметра пузырька  $d_0$ , длины набегающей волны  $L_1$  и диаметра канала  $L_0$  можно выделить четыре области (рис. 3). В области I имеет место квазисферический коллапс пузырька и газовая смесь взрывается, как только адиабатическое сжатие обеспечивает среднюю температуру газа в пузырьке, близкую к  $T_{ign}$  ( $T_{ign} \approx 1200$  К). В области II происходит квазисферическое сжатие без коллапса. Для исследуемой физической постановки задачи это означает, что взрыв газа в пузырьке не происходит. Набегающая на пузырек волна не обеспечивает необходимую степень сжатия. В дальнейшем, вследствие неустойчивости межфазной поверхности по типу Рэлея — Тейлора или Кельвина — Гельмгольца, локальное повышение значений термодинамических параметров может привести к воспламенению газа, но этот процесс не носит характера взрыва и не способен инициировать детонацию соседних пузырьков.

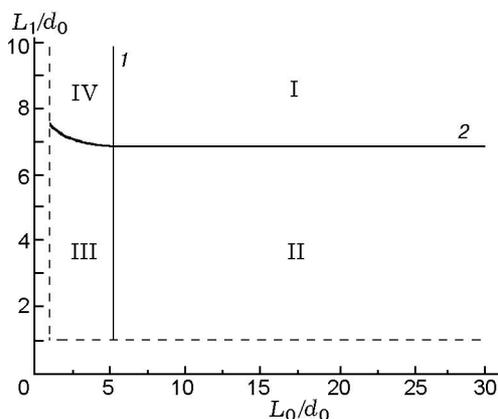


Рис. 3. Возможные сценарии динамики пузырька в волне сжатия

В области IV реализуется струйная деформация пузырька с образованием кумулятивных водяных струек, которые разрушают пузырек с последующим коллапсом фрагментов и взрывом газа в них. Наибольший интерес представляет течение среды в области III, где средняя температура деформирующегося пузырька может быть существенно ниже  $T_{ign}$ , схлопывания (коллапса) нет, а на поверхности пузырька ярко выражена струйная деформация.

На рис. 4 представлено поле давлений в окрестности пузырька при прохождении через пузырек комплекса, состоящего из волны сжатия и волны разрежения с амплитудой 115 атм и перемещающегося слева направо. Пузырек с начальным диаметром  $d_0 = 1.2$  мм, наполненный газовой смесью  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , расположен в центре канала диаметром 5 мм, заполненного водой, длина набегающей волны здесь  $L_1 = 5$  мм. Начальные параметры задачи соответствуют области III на рис. 3. Рисунок приведен для момента времени 18 мкс от начала взаимодействия пузырька с иницирующим импульсом. В этот момент средний диаметр пузырька составляет приблизительно 0.73 от начального значения. Скорость  $u$  на левой границе пузырька равна 157 м/с, максимальная скорость левой границы достигает 175 м/с в точке несколько выше оси симметрии. В этой точке поперечная скорость  $v$  равна  $-110$  м/с. На противоположной стороне пузырька модули скоростей зна-

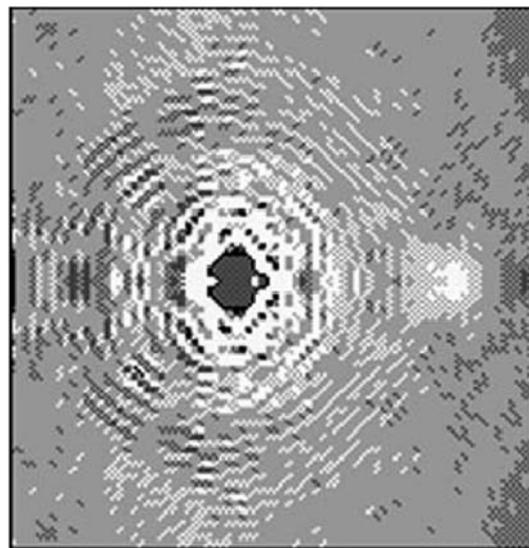


Рис. 4. Несферическая деформация одиночного пузырька

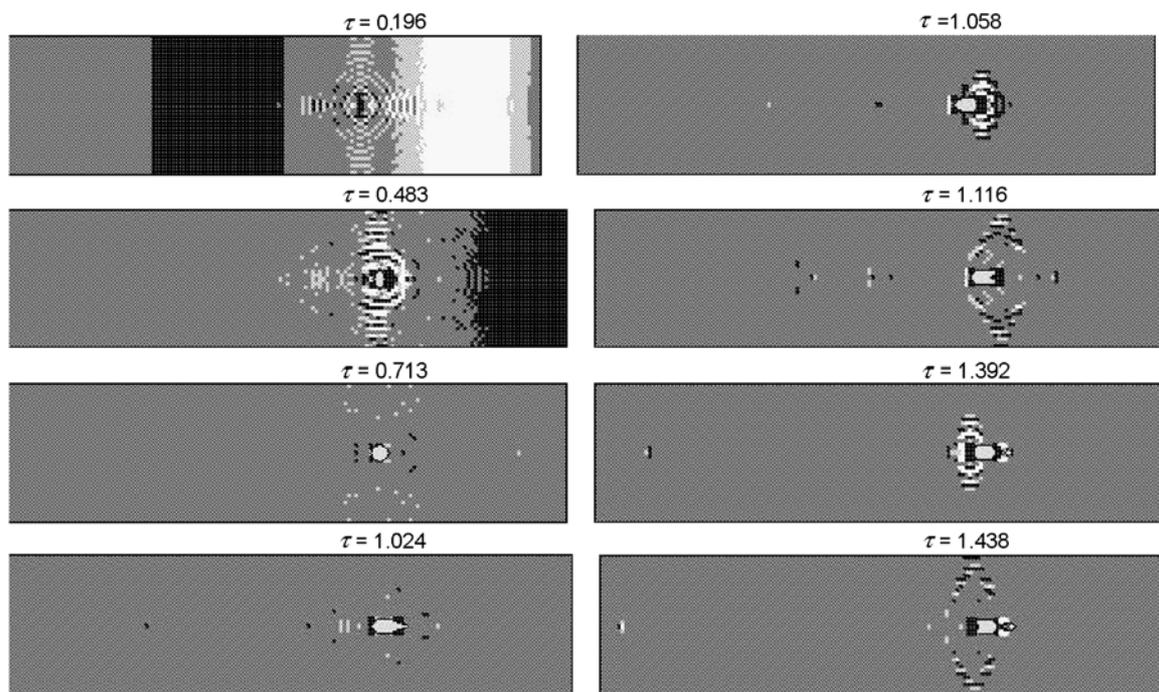


Рис. 5. Динамика пузырька в одиночной волне разрежения

чительно ниже. Например, на оси симметрии  $u = -36$  м/с. Поэтому пузырек более интенсивно искажается с левой стороны. Это приводит к появлению кумулятивной водяной струи на левой границе, направленной внутрь пузырька. В данном случае кумулятивная струя останавливается и не достигает правой стенки пузырька. Тем не менее она генерирует (как поршень) ударную волну, которая приводит к выпуклости правой границы пузырька («носик»). Такую локальную выпуклость стенки пузырька вследствие неоднородности поля давления внутри пузырька будем в дальнейшем называть газовой струей 1-го типа. В окрестности этой струйки имеют место фокусировка сходящихся ударных волн и взрывное воспламенение газа (светлое пятно). В последующие моменты времени при отсутствии коллапса пузырька на левой его границе происходит резкое падение давления вследствие характера набегающей волны (фаза разрежения), что может привести к вытягиванию из пузырька газовой струи на левой границе (газовая струйка 2-го типа).

С уменьшением амплитуды набегающей волны  $p^*$  скорость кумулятивной водяной струи и, соответственно, параметры газа в точке фокусировки волн уменьшаются. Так, при

$p^* = 85$  атм газ у правой стенки пузырька уже не воспламеняется, а проходящая волна разрежения вытягивает газовую струйку 2-го типа на левой границе пузырька. В дальнейшем кольцевые струи сжимают эту выпуклость и в ней происходит взрывное воспламенение.

Интерес представляет вопрос: возможен ли взрыв одиночного пузырька в волне разрежения? На рис. 5 представлена фоновая картина поля давления при таком взаимодействии. В центр трубы на оси симметрии помещен одиночный микропузырек диаметром  $d_0 = 20$  мкм (в безразмерных переменных  $\bar{d}_0 = 0.004$ ). В силу малости пузырька по сравнению с характерными геометрическими размерами задачи энергия начального импульса слабо изменяется при движении через его окрестность. Более светлые тона на рисунке соответствуют волнам сжатия ( $p_{\max} = 115$  атм), темные — волнам разрежения ( $p_{\min} = -115$  атм). Отсчет времени ( $\tau = t/t_0$ ) ведется с момента достижения импульсом пузырька. На начальной стадии наблюдается квазисферический рост пузырька. К моменту времени  $\tau = 0.713$  его диаметр составляет  $d_0 = 0.114$ . Процесс роста сопровождается образованием квазисферической вторичной волны сжатия, расходящейся от пузырька. При отражении от стенок канала она

вновь достигает окрестности пузырька. Поперечный радиус пузырька при этом уменьшается до  $b = 0.034$  (см. рис. 5). Длина волны сжатия одного порядка величины с максимальным радиусом пузырька  $d_{\max}$ , т. е. достаточно короткая. Поэтому в данном случае не проявляется широко известный для динамики пузырьков кумулятивный эффект. Тем не менее взаимодействие расширившегося пузырька с отраженной от стенок трубы волной сжатия приводит к нарушению сферичности: сначала форма пузырька становится близкой к вытянутому вдоль оси  $z$  эллипсоиду вращения (ось вращения эллипсоида совпадает с осью трубы), а затем, вследствие неоднородного поля давлений, в окрестности фокусов эллипсоида нарушается его выпуклость. Если отношение длины большой полуоси эллипсоида  $a$  к длине малой полуоси  $b$  становится больше  $\approx 1.3$ , то в окрестности фокуса возникает кольцевая водяная струя. Осью кольца является ось симметрии  $z$ , струя направлена внутрь пузырька перпендикулярно оси симметрии, при достижении струей оси от пузырька отделяется малый фрагмент.

Условие возникновения кольцевой струи сначала выполняется на правой границе пузырька. При  $\tau = 1.035$  струя достигает оси  $z$ , в этом месте возникают расходящиеся вдоль оси в противоположных направлениях потоки жидкости, отделяющие малый фрагмент пузырька, который мигрирует вправо и осциллирует в акустическом поле. Новый малый пузырек расширяется в волне разрежения, его продольный диаметр достигает значения 0.02 при  $\tau = 1.438$ .

Отметим, что решение с кольцевыми струями на поверхности пузырька впервые получено в [37] для отличающейся от используемой нами физической и математической постановки задачи (было проведено исследование динамики пузырька около твердой стенки в рамках модели потенциального течения несжимаемой жидкости при перепаде давления в окрестности межфазной границы). Существование таких струй экспериментально подтверждено в [38].

При прохождении акустического импульса через несколько пузырьков возникает сложное течение со вторичными волнами сжатия и разрежения. Это приводит к еще более существенным деформациям их формы, особенно пузырьков, расположенных внутри группы. Возникает вопрос: можно ли в рамках данной математической модели получить квазистаци-

онарный самоподдерживающийся режим распространения микровзрывов вдоль цепочки пузырьков, т. е. получить решение, соответствующее пузырьковой детонации? Для этого рассмотрим модельную задачу, когда в центре канала на одинаковом расстоянии друг от друга расположены пузырьки одного диаметра  $d_0 = 1$  мм. При этом расстояние между центрами соседних пузырьков равно диаметру канала. Под скоростью детонационной волны здесь понимается отношение расстояния между центрами соседних пузырьков к периоду времени между моментами их взрывного воспламенения. Взрыв инициируется с помощью импульса, как это показано на рис. 1, который характерен для экспериментов по исследованию распространения акустических волн в пузырьковых средах [20]. Варьируемым параметром этой задачи является расстояние между пузырьками или, что аналогично, начальная объемная концентрация газовой фазы в смеси  $\beta_0$ . Например, значению  $\beta_0 = 0.01$  соответствует расстояние  $4.64d_0$ .

На рис. 5 видно, что в кольцевых струях и порожденных начальным пузырьком фрагментах происходят микровзрывы, которые приводят к детонации всего пузырька. Однако инициировать детонационную волну вдоль цепочки пузырьков одиночной волной разрежения не удалось (по результатам численного моделирования), так как при этом время воспламенения увеличивается и превышает 120 мкс, что делает невозможным распространение самоподдерживающейся детонационной волны. Отметим, что возможность инициирования волны пузырьковой детонации в центре образца в результате столкновения волн разрежения численно показана в рамках одномерной модели в [39], хотя в этой работе инициирование детонации вызвано, строго говоря, отраженными при столкновении волнами сжатия. В наших исследованиях ситуация иная: показана возможность взрыва одиночного пузырька в волне разрежения при его струйной деформации.

Если инициирующий импульс содержит фазу сжатия и подобен изображенному на рис. 1, то в рамках данной модели получаются решения, соответствующие самоподдерживающемуся детонационному режиму. Критическим для передачи детонации от пузырька к пузырьку является расстояние между ними (или, что аналогично, концентрация пузырьков в объеме). На рис. 6 показано изменение скорости детонационной волны в зависимости от на-

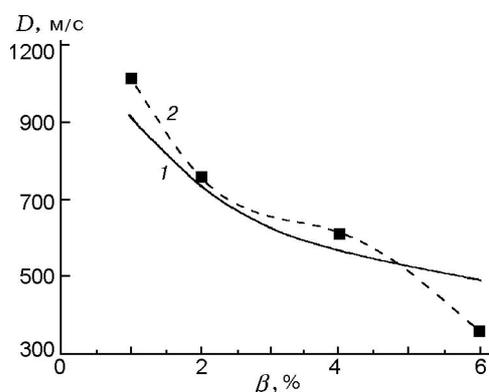


Рис. 6. Зависимость скорости пузырьковой детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  от начальной объемной концентрации пузырьков  $\beta_0$ :

1 — расчет, 2 — данные эксперимента [3]

чальной объемной концентрации газовой фазы в смеси  $\beta_0$ . Видно, что предлагаемая модель достаточно адекватно описывает параметры детонации в пузырьковых средах.

Отметим, что в работе [6] для скорости пузырьковой детонации приведено выражение, полученное из условия Чепмена — Жуге

$$D \cong D_1 \sqrt{\frac{\rho_{01}}{\beta_0 \rho_{02}}} \left( 1 - \frac{\gamma_0 p_0 M_1^2}{2 \beta_0 \rho_{02} C_{02}^2} \right),$$

где  $D_1$ ,  $M_1$  — скорость детонации Чепмена — Жуге и число Маха для газовой фазы соответственно,  $C_{02}$  — скорость звука в воде. Вычисленные по этой формуле значения скорости детонации существенно ниже (до 30 %) приведенных на рис. 6. Значения из [6] также сильно отличаются от данных экспериментов [3, 19]. Причина такого отличия в том, что классический подход не учитывает нелинейных и дисперсионных свойств пузырьковой среды, а сгорание смеси в пузырьках осуществляется из-за подъема температуры по механизму адиабатического сжатия (а не ударно-волнового нагрева, как в классической детонации). Кроме того, ударная и детонационная адиабаты для газожидкостной смеси практически совпадают, так как энерговыделение в пузырьковой среде на несколько порядков ниже, чем при обычной газовой детонации, что не позволяет рассчитать детонационные параметры с приемлемой точностью. На эти особенности указано, в частности, в работе [19].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показали расчеты, качественная картина инициирования взрыва одиночного пузырька слабо зависит от амплитуды инициирующей волны  $p^*$  при  $p^* \in [10, 170]$  атм. В этом диапазоне определяющими параметрами являются начальный диаметр пузырька, диаметр канала и длина набегающей волны. При определенных соотношениях начальных параметров возникает несферическая деформация пузырька с образованием струй. Тогда взрыв возможен и в условиях, когда средняя температура газа в пузырьке существенно меньше температуры воспламенения. Численно подтверждена возможность распространения самоподдерживающейся волны вдоль цепочки крупных пузырьков в инертной жидкости при начальных концентрациях пузырьков, больших критического значения, что соответствует имеющимся экспериментальным данным по детонации пузырьков с водородокислородной смесью в воде.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Hasegawa T., Fujiwara T. Detonation in oxygen-hydrogen bubbled liquids // Proc. 19th Intern. Symp. on Combustion. — 1982. — P. 675–683.
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. 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.
4. Сычев А. И. Влияние размера пузырьков на характеристики волн детонации // Физика горения и взрыва. — 1995. — Т. 31, № 5. — С. 83–91.
5. Кочетков И. И., Пинаев А. В. Об условиях инициирования пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 2. — С. 84–90.
6. Митрофанов В. В. Детонация гомогенных и гетерогенных систем. — Новосибирск: Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 2003.
7. Кузнецов Н. М., Копотев В. А. Структура волны и условие Чепмена — Жуге при гетерогенной детонации в жидкостях с пузырьками газа // Докл. АН СССР. — 1989. — Т. 304, № 4. — С. 850–853.

8. Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К. Волны в пузырьковой системе при наличии химических реакций в газовой фазе // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 6. — С. 14–22.
9. Kedrinskii V. K., Mader Ch. L. Accidental detonation in bubble liquids // Proc. 16th Intern. Symp. on Shock Tube and Waves / H. Groenig (Ed.). — 1987. — P. 371–376.
10. Ляпидевский В. Ю. О скорости пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. — 1990. — Т. 26, № 4. — С. 138–140.
11. Замараев Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч. Волны в химически активной пузырьковой среде // ПМТФ. — 1990. — № 2. — С. 20–26.
12. Троцюк А. В., Фомин П. А. Модель пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 4. — С. 129–136.
13. Таратута С. П. Детонация и теплообмен в двухфазных пузырьковых средах: дис... канд. физ.-мат. наук / Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН. — Новосибирск, 1999.
14. Ждан С. А. О стационарной детонации в пузырьковой среде // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 3. — С. 85–95.
15. Ждан С. А. Детонация столба химически активной пузырьковой среды в жидкости // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 4. — С. 107–112.
16. Иорданский С. В. Об уравнениях движения жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. — 1960. — № 3. — С. 102–110.
17. Васильев А. А., Кедринский В. К., Таратута С. П. Динамика одиночного пузырька с химически активным газом // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 2. — С. 121–124.
18. Борисов А. А., Шарыпов О. В. О формировании волны пузырьковой детонации // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1990. — Вып. 2. — С. 50–59.
19. Пинаев А. В., Кочетков И. И. Пузырьковая детонация — самоподдерживающаяся уединенная волна с энерговыделением // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 6. — С. 104–111.
20. Кедринский В. К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
21. Солоухин Р. И. О пузырьковом механизме ударного воспламенения в жидкости // Докл. АН СССР. — 1961. — Т. 136, № 2. — С. 311–312.
22. Солоухин Р. И. Ударные и детонационные волны в газах. — М.: Физматгиз, 1963.
23. Воронин Д. В. О возбуждении детонации в жидкости с пузырьками химически активного газа // Хим. физика. — 2005. — Т. 24, № 9. — С. 51–58.
24. Воронин Д. В., Санкин Г. Н., Тесленко В. С. Моделирование вторичных волн сжатия в условиях кавитации // Физическая акустика, распространение и дифракция волн: сб. тр. XI сессии Рос. акуст. о-ва. — М.: ГЕОС, 2001. — Т. 1. — С. 175–179.
25. Гавриленко Т. П., Топчиян М. Е. Исследование динамической прочности воды на разрыв // ПМТФ. — 1966. — № 4. — С. 172–174.
26. Левин В. А., Коробейников В. П. Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1969. — № 6. — С. 48–51.
27. Strehlow R. A., Mauer R. E., Rajan S. Transverse waves in detonations: I. Spacing in the hydrogen — oxygen systems // AIAA Journal. — 1969. — V. 7, № 2. — P. 323–328.
28. Николаев Ю. А. Модель кинетики химических реакций при высоких температурах // Физика горения и взрыва. — 1978. — Т. 14, № 4. — С. 73–76.
29. Николаев Ю. А., Фомин П. А. О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18, № 1. — С. 66–72.
30. Николаев Ю. А., Фомин П. А. Приближенное уравнение кинетики в гетерогенных системах типа газ — конденсированная фаза // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 6. — С. 49–58.
31. Николаев Ю. А., Зак Д. В. Согласование моделей химических реакций со вторым началом термодинамики // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 4. — С. 87–90.
32. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6: Гидродинамика. — М.: Наука, 1988.
33. Ильгамов М. А., Гильманов А. Н. Неотражающие условия на границах расчетной области. — М.: Физматлит, 2003.
34. Агурейкин В. А., Крюков Б. П. Метод индивидуальных частиц для расчета течений многокомпонентных сред с большими деформациями // Численные методы механики сплошной среды. — 1986. — Т. 17, № 1. — С. 17–31.
35. Трунин Р. Ф. Сжатие конденсированных веществ высокими давлениями ударных волн (лабораторные исследования) // Успехи физ. наук. — 2001. — Т. 171, № 4. — С. 387–414.
36. Bourne N. K., Milne A. M. The temperature of a shock-collapsed cavity // Proc. Roy. Soc. London. — 2003. — V. A 459. — P. 1851–1861.
37. Воинов О. В., Воинов В. В. О схеме захлопывания кавитационного пузырька около стенки и образовании кумулятивной струйки // Докл. АН СССР. — 1976. — Т. 227, № 1. — С. 63–66.

38. Донцов В. Е., Марков П. Г. Исследование дробления газовых пузырьков и его влияния на уединенные волны давления умеренной интенсивности // ПМТФ. — 1991. — № 1. — С. 45–49.
39. Кедринский В. К., Вшивков В. А., Дудникова Г. И., Шокин Ю. И. Взаимодействие волн в химически активных пузырьковых средах // Докл. РАН. — 1996. — Т. 349, № 2. — С. 185–188.

*Поступила в редакцию 31/X 2011 г.,  
в окончательном варианте — 13/II 2012 г.*

---