

РОЛЬ КАВИТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В МЕХАНИЗМАХ РАЗРУШЕНИЯ И В КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССАХ*†

В. К. КЕДРИНСКИЙ

*Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН
Новосибирск, Россия*

В. А. ВШИВКОВ, Г. И. ДУДНИКОВА, Ю. И. ШОКИН

*Институт вычислительных технологий СО РАН
Новосибирск, Россия*

Представлен краткий обзор экспериментальных результатов, математических моделей и численных исследований волновых процессов и динамики структуры жидких сред с микронеоднородностями при импульсном нагружении. Показано, что присутствие микронеоднородностей может существенно изменить состояние среды, в которой начинает развиваться кавитация, структуру прикладываемого волнового поля, а также механизмы протекающих в жидких средах физических процессов.

1. Введение

Известно, что реальные жидкости содержат микронеоднородности типа микропузырьков свободного газа, твердых частиц или их комбинаций (рис.1), которые играют роль ядер кавитации [1]. При приложении растягивающих напряжений на ядрах начинают развиваться парогазовые пузырьки: в жидкости формируется пузырьковый кластер, форма и динамика плотности которого определяются спектром начальных размеров ядер. Кавитация существенно изменяет не только состояние среды в поле растягивающих напряжений, но и параметры и структуру самого прикладываемого поля. Согласно современным представлениям, основанным на многочисленных экспериментальных исследованиях, плотность микропузырьков свободного газа в чистой жидкости имеет порядок $10^3-10^4 \text{ см}^{-3}$ при $R_o \simeq 1.5$ мкм. Теоретический спектр плотностей ядер кавитации, представленный на рис. 1, где сравниваются экспериментальные данные ряда авторов, имеет максимум распределения $N_o \simeq 10^5-10^6 \text{ см}^{-3}$, который определен экспериментально по трекам дифракционных пятен и соответствует общей плотности ядер любой природы.

*© В. К. Кедринский, В. А. Вшивков, Г. И. Дудникова, Ю. И. Шокин, 1997.

†Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант №96-02-19369.

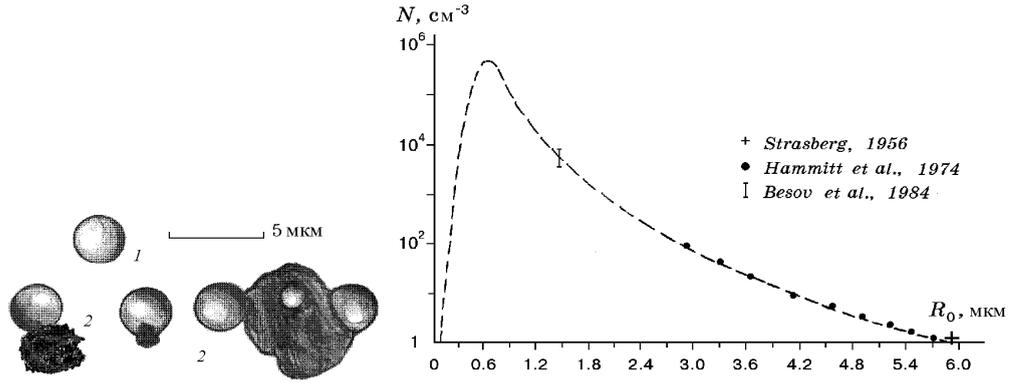


Рис. 1. Структура микронеоднородностей; 1 — пузырек свободного газа, 2 — комбинационные структуры. Спектр плотности ядер кавитации любой природы.

Состояние реальных жидкостей с микронеоднородностями носит явно двухфазный характер, что позволило использовать соответствующую математическую модель для описания волновых процессов в жидкостях, кавитирующих за фронтом мощных волн разрежения [2, 3]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} v &= 0, \\ \frac{dv}{dt} + \frac{\nabla p}{\rho} &= 0, \\ \rho &= (1 - k)\rho_l, \quad k = k_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^3, \\ R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 &= \rho_l^{-1} [p_g - p]. \end{aligned} \quad (1)$$

Как показывает опыт, неоднородность состояния среды и физика кавитационных явлений имеют прямое отношение к таким проблемам, как инициирование детонации в жидких ВВ, прочность жидкости при динамическом нагружении, и к хорошо известным, но не полностью изученным эффектам крупномасштабных взрывов контейнеров с горючим в результате аварий при транспортировке. Было показано [4, 5], что приведенная выше двухфазная система, дополненная кинетической моделью адиабатического взрыва химически активной газовой смеси в пузырьках [6]:

$$\frac{dn}{dt} = A\sqrt{T}e^{-E_a/BT}(a - n)^2, \quad C \frac{dT}{dt} = q \frac{dn}{dt}, \quad (2)$$

способна описать эти эффекты. Здесь E_a — энергия активации, B — газовая постоянная, q — теплота, выделяемая в каждом элементарном акте реакции, C — теплоемкость в единице объема, a — начальная концентрация исходной компоненты, n — число молекул, формирующихся в единице объема в процессе реакции.

В статье рассмотрены некоторые подходы к решению указанных проблем, для которых кавитационные эффекты могут иметь принципиальное значение. При этом нас будут интересовать два разных аспекта поведения жидких сред с микронеоднородностями при импульсном нагружении: 1 — гидродинамический (механизм кавитационного разрушения жидкости в интенсивных волнах разрежения) и 2 — волновой (возможность возбуждения

режима типа пузырьковой детонации при взаимодействии ударных волн и волн разрежения). Сюда можно отнести, в частности, кавитационные процессы в легкоиспаряющихся и воспламеняющихся жидкостях, содержащихся под давлением в контейнерах, когда последние внезапно разгерметизируются, например, в результате удара. Этот процесс имеет прямое отношение к так называемым паровым взрывам, с которыми связывают катастрофические разрушения железнодорожных контейнеров и накопительных емкостей, содержащих сжиженные под давлением газы и воспламеняющиеся жидкости.

2. Структура потока при импульсном разрушении жидкости

Гидродинамическая стадия развития взрывного процесса рассматривалась в ряде работ, среди которых можно отметить результаты [7–9]. Чаще всего приводятся два механизма формирования условий для последующего развития взрыва [9]:

а) возможное извержение сжатых жидкостей в виде двухфазных кавитирующих струй и их последующее распыление, в результате которого формируется газо-капельное облако (возникает так называемый объемно-детонирующий заряд);

б) при частичной разгерметизации волны разрежения распространяются внутрь контейнера с жидким горючим и вызывают быстрые процессы типа кипения (давление внутри сосуда резко увеличивается).

Процесс образования капельного облака в результате кавитационного разрушения жидкого объема при внезапном снятии давления моделируется в экспериментах с гидродинамическими ударными трубами путем неограниченного инерционного развития зоны кавитации, возникающей при отражении ударной волны от свободной поверхности жидкости. Оказалось, что здесь имеет место целый комплекс явлений, который включает стадии зарождения и формирования кавитационных кластеров, их развитие в пеноподобную структуру и, наконец, переход в газо-капельную фазу [1].

В результате исследований первых двух стадий был сформулирован механизм развития пузырьковых кластеров, согласно которому в интенсивной фазе разрежения жидкость становится монодисперсной средой, и обнаружено, что крутизна фронта волны разрежения τ играет основную роль в определении предельных растягивающих напряжений, допускаемых кавитирующей жидкостью. Например, для объемной концентрации пузырьков $k_o = 10^{-10}$, их радиусов $R_o = 10^{-4}$ см и давления $p = -30$ МПа в падающей волне разрежения с вертикальным фронтом время релаксации составит всего $t_{cav} \simeq 8.3 \cdot 10^{-8}$ с, а максимальные растягивающие напряжения в кавитирующей жидкости не превысят $p_* \simeq -3.8$ МПа, если крутизна фронта волны разрежения равна $\tau = 1$ мкс.

Показано, что волновые процессы и динамика структуры кавитирующей жидкости характеризуются рядом критериев, среди которых отметим время релаксации кавитирующей среды к состоянию "насыпной плотности" пузырьков ($k \simeq 0.5 - 0.7$)

$$t_{st} \simeq (\rho_l / \bar{\rho} - 1) \dot{\epsilon}^{-1},$$

где $\dot{\epsilon}$ — скорость деформации; ρ_l , $\bar{\rho}$ — плотность жидкости и средняя плотность кавитирующей среды. Очевидно, для состояния "насыпной плотности пузырьков" $t_{st} \simeq \dot{\epsilon}^{-1}$, что дает соответственно 2 мс для скорости деформации $\dot{\epsilon} = 500$ с⁻¹ и 0.7 мс для $\dot{\epsilon} = 1330$ с⁻¹. Эти оценки вполне коррелируют с экспериментальными данными, полученными при измерении динамики средней плотности кавитационной зоны в результате компьютерной

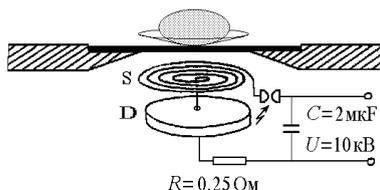


Рис. 2. Схема эксперимента с каплей.

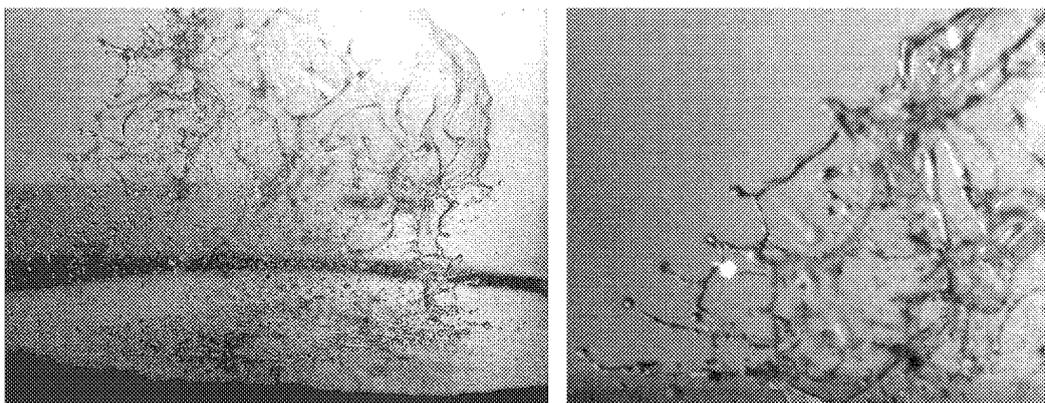


Рис. 3. Ячеистая структура разрушающейся капли при микросекундном ударе.

обработки рентгеновских негативов зоны после оцифровки на лазерном сканере FEAG [10] и соответствуют принятой модели инверсии структуры течения с промежуточным состоянием типа пены [1].

Однако исследование физического механизма перехода из пенной фазы в капельную потребовало разработки специальной методики, согласно которой в качестве исследуемого объекта использовалась капля жидкости, а в качестве источника возбуждения кавитации — ультракороткие ударные волны. Экспериментальная установка (рис. 2) представляет собой силовой элемент электромагнитной ударной трубки, на диафрагму которой помещается капля дистиллированной воды радиусом в несколько миллиметров. При разрядке батареи конденсаторов C на плоскую спиральную катушку S , помещенную между проводящими мембраной и диском D , в зазоре между мембраной и катушкой возникает импульсное магнитное поле, толкающее мембрану. При ударе мембраны по капле в последней формируется ударная волна с амплитудой 5–6 МПа и длительностью порядка 3–4 мкс. Параметры волны оценивались по динамике свободной поверхности тонкого слоя жидкости на мембране, записанной емкостным датчиком.

Эксперименты показали, что процесс разделяется на три основные стадии [11]. Вначале формируется плотная кавитационная зона ячеистой структуры, основу которой составляют крупные кластеры (порядка 1 мм), объединяющие кавитационные зародыши, растущие в поле растягивающих напряжений. При этом размер капли практически не меняется. Согласно теоретическим исследованиям структуры и параметров волны разрежения, выполненным в рамках модели (1), растягивающие напряжения в кавитирующей жидкости релаксируют очень быстро и вторая стадия процесса разрушения характеризуется инерционным развитием зоны кавитации: капля переходит в своеобразную пенную фазу с четко выделяющимися границами в виде сетки жидких жгутов (рис. 3). Элементы жидкой сетки при дальнейшем растяжении постепенно разделяются на отдельные фрагменты,

фрагменты — на струйки (третья стадия), которые в силу неустойчивости разрушаются на отдельные капли (см. правый кадр рис. 3 — увеличенный фрагмент полной структуры, момент времени около 1.5 мс после удара). Характерно, что после разрушения даже в капельном состоянии поток сохраняет ячеистый рисунок структуры в течение длительного времени.

Естественно, знания механизма инверсии двухфазного состояния как перехода кавитирующей жидкости в газо-капельную систему недостаточно для того, чтобы ответить на вопрос о связи физических параметров возникшей системы с начальными условиями: параметрами ударной волны и состоянием микронеоднородностей жидкой капли. Это задача другого исследования.

3 Кавитационные эффекты в химически активных пузырьковых средах

Кроме названных выше двух механизмов генерации высоких давлений возможен и третий. При заполнении контейнера в жидкости может образоваться большое число пузырьков, содержащих смесь воздуха с парами горючего, способную воспламениться при адиабатическом сжатии. Если контейнер, движущийся с большой скоростью, сталкивается с препятствием, то в результате удара в жидкости возникает система волн сжатия, которые могут возбудить волну пузырьковой детонации. Наоборот, при разгерметизации контейнера в жидкости возникает система волн разрежения, результат взаимодействия которых, как будет показано ниже, может привести к неожиданным эффектам.

Явления типа пузырьковой детонации исследовались давно, в частности, при попытках понять механизм инициирования жидких взрывчатых веществ (ВВ). Так, F. Bowden and A. Yoffe [12] указали на тепловую природу инициирования взрыва жидких ВВ ударом, подчеркнув, что небольшие газовые пузырьки, которые обычно присутствуют в жидкостях, являются возможными тепловыми источниками взрыва (модель hot-spots). К. Andreev [13] и С. Johansson [14] предположили, что присутствие небольших частичек или газовой фазы ВВ в пузырьках — наиболее реальная причина инициирования детонации.

А. Дубовик и В. Боболев [15] исследовали ту же идею и возможность влияния капелек или паров ВВ в газовой атмосфере пузырька на развитие механизма hot-spots, оценив величину адиабатического периода индукции и критический размер, при котором капелька успеет быстро прогреться за время схлопывания пузырька. Рассматривался также механизм дробного удара, когда детонационный процесс инициируется последовательностью ударных волн: первая волна отражается от свободной поверхности, возникает кавитация, затем вторая волна сжимает пузырьки, образуя систему горячих точек, и возбуждает детонацию.

А. Campbell et al. [16] экспериментально доказали, что механизм ударного инициирования определяется взаимодействием волны с микронеоднородностями, приводящим к формированию горячих точек и к последующему усилению волны по мере распространения до параметров, когда выделяемой за фронтом энергии окажется достаточно, чтобы возникла детонация. Таким образом, можно констатировать, что история развития исследований чувствительности, например, жидких ВВ к удару показывает, что эта важнейшая характеристика безопасности зависит от количественных параметров и природы микронеоднородностей в жидкостях, способных к взрывным процессам.

Рассмотрим некоторые сценарии развития волновых процессов и возможности усиле-

ния волн в пузырьковых средах, которые могли бы объяснить механизмы упомянутых выше аварийных ситуаций. Волновые процессы рассчитывались в рамках моделей (1)–(2) по программам, разработанным в ИВТ СО РАН. Основная система уравнений для средних давления p , плотности ρ и массовой скорости u в лагранжевой системе координат для цилиндрической симметрии, позволяющей исследовать фокусировку волн, имеет вид :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{x(r, t)}{r} \right)^2 \frac{\partial p}{\partial r}, \quad \frac{\partial x}{\partial t} = u, \quad \frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{x(r, t)}{r} \right)^2 \frac{\partial x}{\partial r},$$

$$p = 1 + \frac{\rho_0 c_0^2}{n p_0} \left[\left(\frac{\rho}{1-k} \right)^n - 1 \right], \quad k = \frac{k_0}{1-k_0} \rho \beta^3, \quad \frac{\partial \beta}{\partial t} = S.$$

Кинетические уравнения :

$$\beta \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{3}{2} S^2 = C_1 \frac{T}{\beta^3} - \frac{C_2}{\beta} - C_3 \frac{S}{\beta} - p,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \eta \frac{\partial N}{\partial t} + \delta(\gamma - 1) \text{Nu} \frac{\beta^3(1-T)}{T} - 3(\gamma - 1) \frac{TS}{\beta}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \zeta \frac{1}{\beta^3} \sqrt{T} e^{-\frac{\alpha}{T}} (1-N)^2,$$

$$\text{Pe} = C_4(\gamma - 1) \frac{\beta |S|}{|1-T|}, \quad \text{Nu} = \begin{cases} \sqrt{\text{Pe}}, & \text{Pe} > 100, \\ 10, & \text{Pe} \leq 100. \end{cases}$$

$$C_1 = \frac{\rho_{g0} T_0 B}{p_0 M}, \quad C_2 = \frac{2\sigma}{R_0 p_0}, \quad C_3 = \frac{4\mu}{R_0 \sqrt{p_0 \rho_0}}, \quad C_4 = \frac{12 R_0 \sqrt{p_0 / \rho_0}}{\nu}.$$

Здесь N — доля прореагировавших компонент газовой смеси, T — температура в газовой смеси, $\beta = R/R_0$ — относительный радиус пузырьков, S — их радиальная скорость, α — энергия активации, ζ — константа, зависящая от начальных параметров среды и состава смеси, η — теплота реакции, B — универсальная газовая постоянная, M — молярная масса. При $\delta \neq 0$ учитывается теплообмен.

Расчет проводился для водородо-кислородной смеси ($\alpha = 51.5$, $\zeta/R_0 = 2.7 \cdot 10^9$, $\eta = 70$). Из-за отсутствия экспериментальных данных по микронеоднородностям в жидких ВВ и горючих жидкостях в расчетах приходилось ориентироваться на данные для простых жидкостей типа свежей или дистиллированной воды. Безразмерные переменные были определены как $r = r_d/R_0$, $x = x_d/R_0$, $u = u_d/\sqrt{p_0/\rho_0}$, где p_0 , ρ_0 — начальные давление и плотность жидкости, $t = t_d c_0/R_0$, $p = p_d/p_0$, $T = T_d/T_0$, $\rho = \rho_d/\rho_0$, а индексом d отмечается размерная переменная.

Для расчета использована неявная разностная схема [17]; уравнения газодинамики сведены к одному нелинейному уравнению второго порядка по давлению p , которое решалось методом итераций Ньютона. Общая разностная схема имеет вид

$$Q_{i-1/2} \Delta p_{i-1}^{(k)} - \left[Q_{i-1/2} + Q_{i+1/2} + \frac{2h^2}{\tau^2} Z_i \frac{1}{\rho_i^{m+1(k)}} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)^{m+1(k)} \right] \Delta p_i^{(k)} +$$

$$+ Q_{i+1/2} \Delta p_{i+1}^{(k)} + \frac{2h^2}{\tau^2} Z_i \frac{1}{\rho_i^{m+1(k)}} - \frac{2h}{\tau^2} [x_{i+1/2}^m - x_{i-1/2}^m + \tau (u_{i+1/2}^m - u_{i-1/2}^m)] +$$

$$+Q_{i+1/2}(p_{i+1}^{m+1(k)} - p_i^{m+1(k)}) - Q_{i-1/2}(p_i^{m+1(k)} - p_{i-1}^{m+1(k)}) = 0,$$

здесь k — число итераций, а

$$Q_{i-1/2} = \frac{(x_{i-1/2}^m)^2}{\rho_0 r_{i-1/2}^2}, \quad Z_i = \frac{\rho_0 r_i^2}{(x_i^m)^2}.$$

Давление и плотность рассчитывались по схеме

$$p_i^{m+1(k+1)} = p_i^{m+1(k)} + \Delta p_i^{(k)},$$

$$\rho_i^{m+1(k+1)} = \rho(p_i^{m+1(k+1)}).$$

Условие выполнения итераций

$$\max_i |\Delta p_i^{(k)}| < \varepsilon.$$

Кинетические уравнения решаются в каждой точке интервала по времени методом Рунге—Кутты—Мерсона с переменным шагом по времени

$$t^m < t < t^{m+1} = t^m + \tau.$$

Формирование волны пузырьковой детонации (плоский одномерный случай) показано на рис. 4. Здесь N — доля прореагировавших компонент газовой смеси, P — среднее давление в волне пузырьковой детонации, T — температура в продуктах детонации газовой смеси, R/R_o — относительный радиус пузырьков, S — их радиальная скорость.

Известно, что по мере распространения волны по пузырьковой среде происходит ее затухание в силу потерь на сообщение жидкому компоненту кинетической энергии и увеличение внутренней энергии газовой фазы в пузырьках при их сжатии. Если пузырьки наполнены взрывчатой газовой смесью, то при ее адиабатическом нагреве возможно возникновение реакции с большим выделением энергии. В окружающую жидкость будет излучаться волна сжатия, которая компенсирует потерю энергии падающей волны, в результате чего в среде может установиться самоподдерживающийся режим, получивший название пузырьковой детонации [18]. Экспериментально этот эффект подробно исследован А. Сычевым и А. Пинаевым [19]. Расчет показывает, что предложенная выше модель (3) вполне адекватно описывает процесс формирования и распространения волны пузырьковой детонации. Ее амплитуда при рассматриваемой объемной концентрации газовой фазы ($k_o = 5 \cdot 10^{-3}$) неустойчива и устанавливается в интервале 80–100 МПа. Столкновение таких волн приводит к дополнительному их усилению (амплитуда “подскакивает” примерно до 300 МПа). На рис. 5 показан процесс формирования и столкновения двух волн пузырьковой детонации.

При анализе возможных сценариев развития волновых процессов возникает вопрос о пороговых значениях интенсивности волн, способных к возбуждению детонационного процесса в пузырьковых активных средах. Частично ответ на него дан на рис. 6, где демонстрируется эффект столкновения слабых ударных волн (амплитуды 0.4 МПа). Сами по себе такие волны не способны возбудить детонацию, однако в результате их столкновения необходимые условия могут возникнуть. Как видно из рисунка, процесс с химической реакцией в газовой фазе, возбужденный в плоскости столкновения, по мере распространения к периферии сопровождается формированием детонационной волны, амплитуда которой уже на расстоянии 5 см от центра достигает 60 МПа.

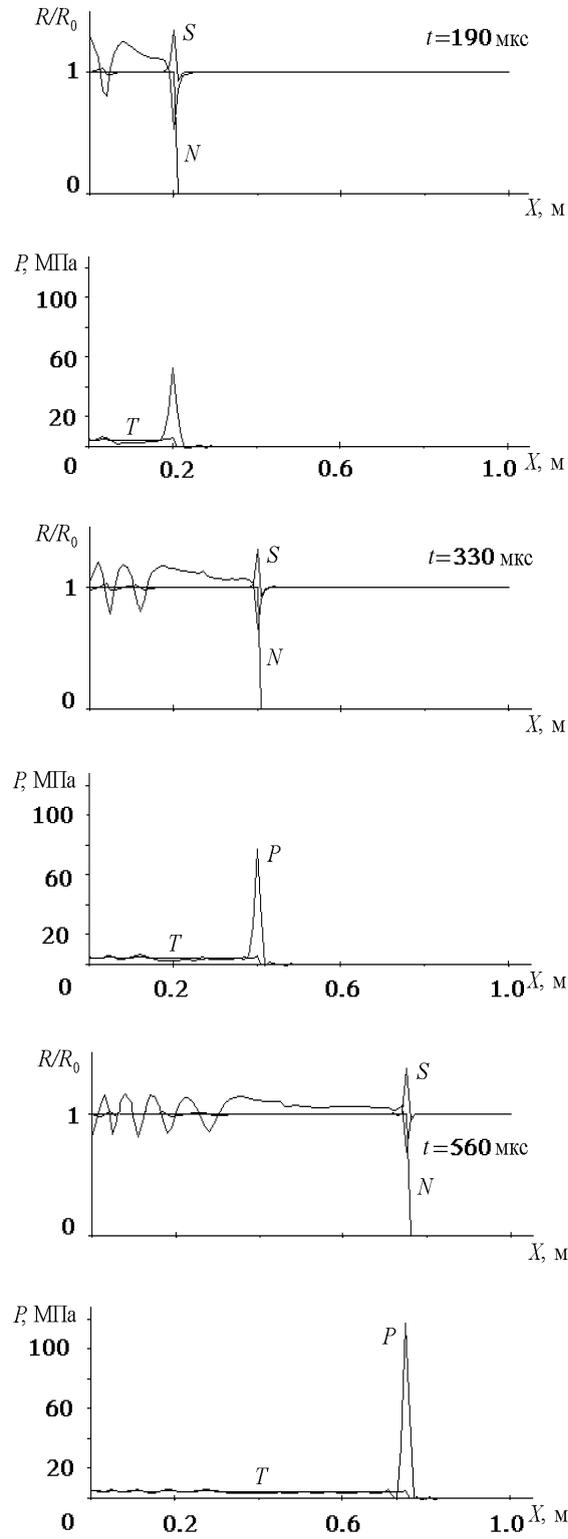


Рис. 4. Формирование волны пузырьковой детонации; $k_0 = 5 \cdot 10^{-3}$, $R_0 = 0.2$ см, $P_l = 5$ МПа.

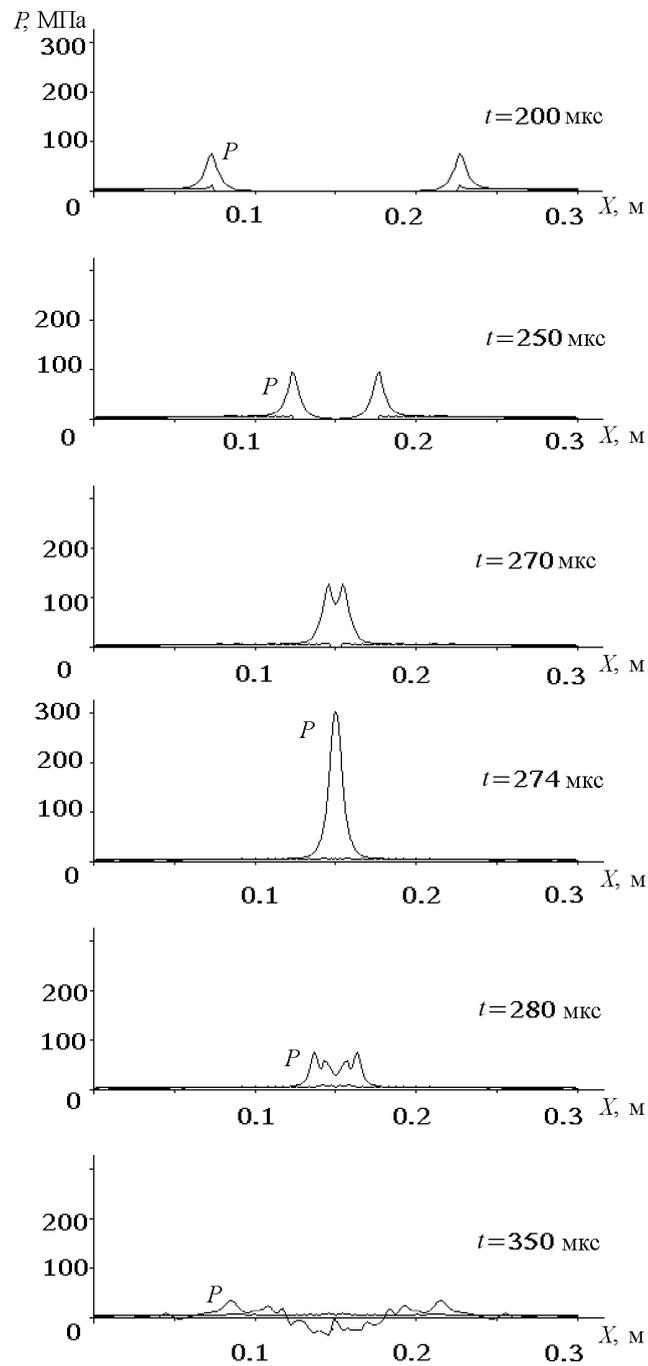


Рис. 5. Усиление ударных волн при столкновении в химически активной пузырьковой системе; $k_o = 5 \cdot 10^{-2}$, $R_o = 0.2$ см, $P_{l,r} = 1$ МПа.

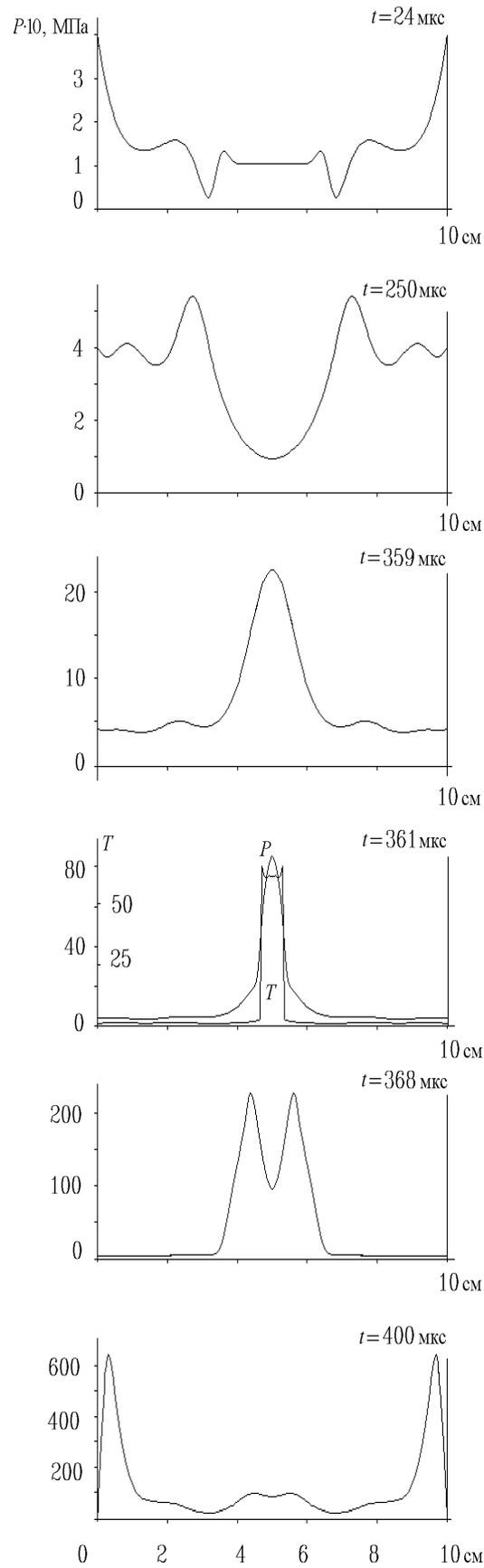


Рис. 6. Иницирование пузырьковой детонации при столкновении слабых ударных волн; $P_{l,r} = 0.4$ МПа, $k_o = 0.02$, $R_o = 0.1$ см.

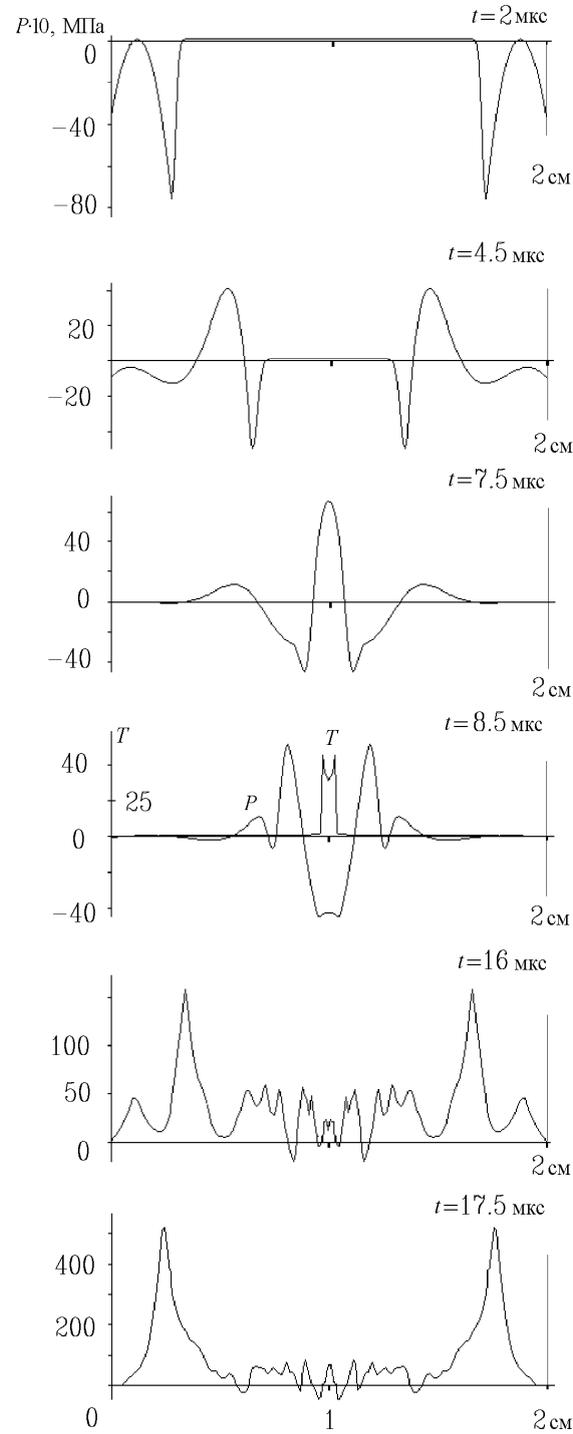


Рис. 7. Иницирование пузырьковой детонации при столкновении волн разрежения; $P_{l,r} = -10 \cdot \exp(-t/\tau)$ МПа, $\tau = 2 \text{ мкс}$, $k_o = 0.001$, $R_o = 0.01 \text{ см}$.

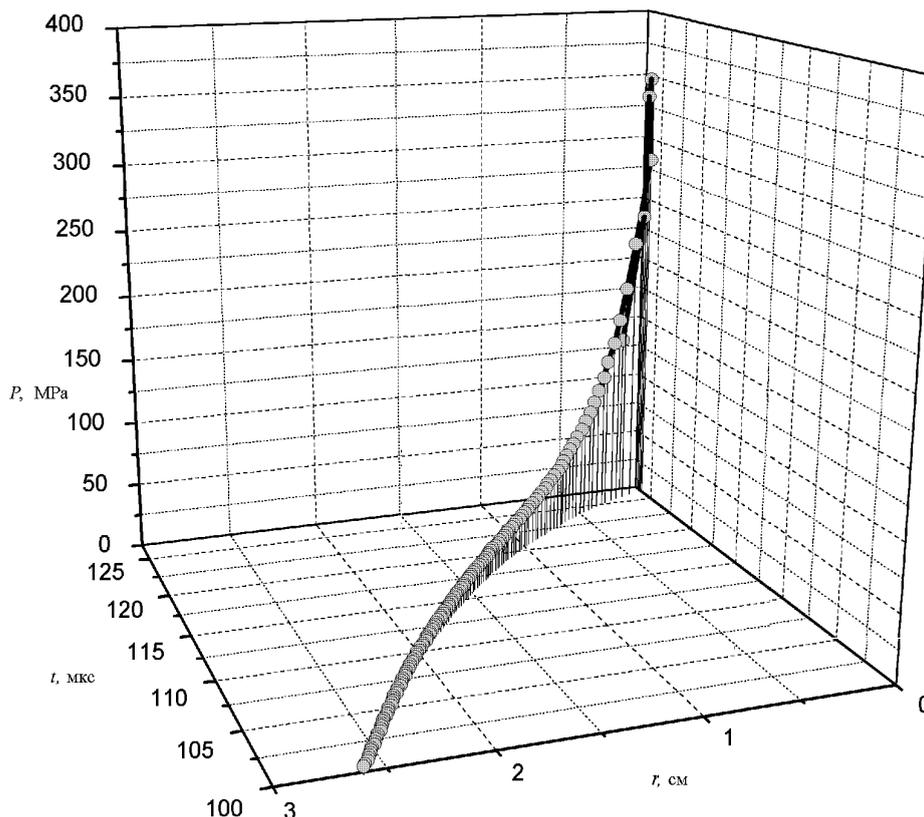


Рис. 8. Динамика амплитуды ударной волны при фокусировке; $k_o = 210^{-2}$, $R_o = 0.01$ см, $P_b = 1$ МПа, $r = 5$ см.

Неожиданный эффект был открыт при численном анализе столкновения волн разрежения (рис. 7) [5]. Эта постановка моделирует естественный процесс импульсного нагружения образца жидкого ВВ со свободной границей (в плоской постановке таких границ две): возбужденная при ударе волна сжатия взаимодействует со свободной поверхностью, от которой по образцу должна распространяться волна разрежения. Расчет демонстрирует возможность инициирования волны пузырьковой детонации в центре образца в результате столкновения волн разрежения. Эффект основан на особенностях трансформации волны разрежения по мере ее распространения в среде с микронеоднородностями и возбуждения ею кавитации: за фронтом волны возникает пульсация с интенсивной положительной фазой, которая при столкновении волн и отвечает, в конечном счете, за разогрев газовой смеси до температур воспламенения. Заметим, что интенсивности положительной фазы одиночной волны разрежения для этого, как правило, оказывается недостаточно. Столкновение волн в центре образца шириной 2 см произошло около 8.5 мкс от начала распространения, и уже к 17.5 мкс к свободной поверхности подошла детонационная волна с амплитудой около 40 МПа (см. рис. 5).

В реальной обстановке не исключена и возможность фокусировки ударных волн в пузырьковых пассивных и активных средах, которая также может привести к значительному повышению давления в среде и стать причиной разрушения контейнеров. Процесс фокусировки волн в пузырьковых средах осложняется тонкой структурой формирующегося в них волнового поля. Естественно, что в первую очередь фокусируется предвестник. Отражаясь в фокусе, он будет взаимодействовать с основной падающей волной и искажать ее

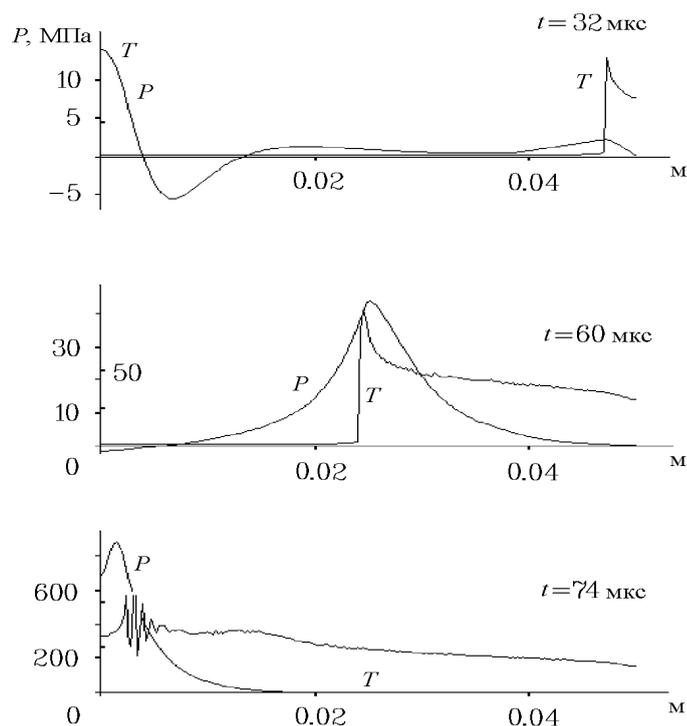


Рис. 9. Фокусировка волны пузырьковой детонации; $k_o = 10^{-2}$, $R_o = 0.2$ см, $P_b = 3$ МПа.

профиль.

На рис. 8 показана динамика усиления амплитуды падающей волны в результате ее фокусировки на ось в пассивной среде. Расчет показал, что амплитуда на оси достигает 350 МПа.

Еще больший эффект наблюдается, если в процессе фокусировки в среде за падающей волной возбуждается пузырьковая детонация. На рис. 9 показано распределение давления вдоль r для трех характерных моментов времени. При $t=32$ мкс падающая волна достигает оси и ее амплитуда возрастает в 5 раз. В этот момент в окрестности границы (см. на рис. 9 справа) возникает волна пузырьковой детонации, амплитуда которой к $t=60$ мкс (на расстоянии 2 см от оси) достигает уже 40 МПа. Расчет показывает, что в окрестности оси амплитуда достигает весьма значительных величин — порядка 10^3 МПа. Нет сомнений, что возникновение таких напряжений может привести к катастрофическим последствиям.

4. Заключение

Необходимо отметить, что возникающие при фокусировке высокие давления являются следствием инерционных эффектов, сопровождающих процесс пульсации пузырьков, и пересжатия продуктов детонации до высоких степеней. Температура последних достигает $(1.5-2)10^4$ К, что требует введения в систему (3) дополнительных условий на изменение состояния продуктов детонации.

Другая проблема связана с недостаточностью учитываемого теплообмена для потери температуры продуктами детонации в процессе первой пульсации, что соответствовало бы экспериментальным данным о формировании действительно уединенной волны: в расчетах в структуре волны остается высокотемпературный "хвост", который как мостик связывает детонационную волну с основным возмущением, бегущим по прореагировавшей системе.

В то же время приведенные в работе экспериментальные данные, постановки и результаты расчета показали, что многие физические явления, возникающие при импульсном нагружении жидкости, а также механизмы их развития могут рассматриваться с точки зрения волновых процессов и динамики структуры кавитирующих сред.

Исследуя процессы импульсного диспергирования жидкости необходимо учитывать, что на последней стадии кавитационного разрушения в интенсивных волнах разрежения жидкий объем трансформируется в ячеистую структуру типа жидкой сетки, разрушение которой на отдельные струи и затем на капли составляет основу процесса инверсии двухфазного состояния жидкости и формирования газо-капельного облака.

В проблеме инициирования детонации жидких ВВ и крупномасштабных взрывов в аварийных ситуациях на транспорте особую роль играют механизмы, связанные с влиянием микронеоднородностей типа пузырьков инертного или химически активного газов. Применение модели пузырьковой детонации в качестве механизма hot-spot для инициирования детонации жидких ВВ и крупномасштабных взрывных процессов как результата взаимодействия ударных волн и волн разрежения, а также их фокусировки в активных пузырьковых средах расширяет спектр возможных механизмов, управляющих развитием рассмотренных явлений.

Авторы выражают признательность Ю. И. Молородову за помощь при проведении численных расчетов.

Список литературы

- [1] КЕДРИНСКИЙ В. К. Нелинейные проблемы кавитационного разрушения жидкости при взрывном нагружении (обзор). *ПМТФ*, №3, 1993, 74–91.
- [2] КЕДРИНСКИЙ В. К. Динамика кавитационной зоны при подводном взрыве вблизи свободной поверхности. *ПМТФ*, №5, 1975, 68–78.
- [3] КЕДРИНСКИЙ В. К. Negative pressure profile in cavitation zone at underwater explosion near free surface. *Acta Astronautica*, **3**, No. 7–8, 1976, 623–632.
- [4] КЕДРИНСКИЙ В. К. The role of cavitation effects in the mechanisms of destruction and explosive processes. *Int. J. Shock Waves*, **7**, No. 2, 1997, 63–76.
- [5] КЕДРИНСКИЙ В. К., ВШИВКОВ В. А., ДУДНИКОВА Г. И., ШОКИН Ю. И. Взаимодействие волн в химически активных пузырьковых средах. *Докл. РАН*, **349**, №2, 1996, 185–188.
- [6] TODD O. M. Adiabatic term explosion. *J. Phys. Chem.*, **4**, No. 1, 1933, 71.
- [7] HILL L., STERTEVANT B. An experimental study of evaporation waves in a superheated liquid. In "Proc. of IUTAM Symp. on Adiabatic Waves in Liquid-Vapour Systems", Springer, Gottingen, 1989, 25–37.

- [8] CHAVES H., LANG H., MEIER G., SPECKMANN H. *Lecture Notes in Physics: Flow in Real Fluids*. Springer, Berlin, 1985.
- [9] BARBONE R., FROST D., MAKRI S. A., NERENBERG J. Explosive boiling of a depressurized volatile liquid. In *“Proc. IUTAM Symp on Waves in liquid/gas and liquid/vapour two-phase systems*, Kluwer Academic Publishers, Kyoto, 315–324.
- [10] БЕРНГАРДТ А. Р., КЕДРИНСКИЙ В. К., ПАЛЬЧИКОВ Е. И. Эволюция внутренней структуры зоны разрушения жидкости при импульсном нагружении. *ПМТФ*, №2, 1995, 99–105.
- [11] КЕДРИНСКИЙ В. К., БЕСОВ А. С., ГУТНИК И. Э. Инверсия двухфазного состояния жидкости при импульсном нагружении. *Докл. РАН*, **352**, №4, 1997, 477–479.
- [12] BOWDEN F. P., YOFFE A. D. *Fast Reaction in Solid*. London Butterworths Scientific Publications, 1958.
- [13] ANDREEV K. K. Some consideration on the mechanism of initiation of detonation in explosive. In *“Proc. Royal Soc.”*, London, 1958, 195 A 246(1245), 257–267.
- [14] JOHANSSON C. H. The initiation of liquid explosives by shock and the importance of liquid break-up. In *“Proc. Royal Soc.”*, London, 1958, A 246(1245), 160–166.
- [15] ДУБОВИК А. В., БОБОЛЕВ В. К. *Чувствительность жидких систем к удару*. Наука, М., 1978.
- [16] CAMPBELL A. W., DAVIS W. C., TRAVIS J. R. *Phys. of Fluids*, **4**, No. 4, 1961, 498.
- [17] САМАРСКИЙ А., ПОПОВ Ю. *Разностные схемы в газовой динамике*. Наука, М., 1975.
- [18] HASEGAWA T., FUJIWARA T. Detonation in oxyhydrogen bubbled liquids. In *“Proc. of 19th Int. Symp. on Combustion*, Hafia, 1982, 675–683.
- [19] ПИНАЕВ А., СЫЧЕВ А. Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия возникновения детонационных волн в системах “жидкость — газовые пузырьки”. *ФГВ*, **23**, №6, 1987, 76–84.

Поступила в редакцию 15 сентября 1995 г.