

## РАСЧЕТ СТРУКТУРЫ ВОЛНЫ ПУЗЫРЬКОВОЙ ДЕТОНАЦИИ С УЧЕТОМ ДИСКРЕТНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ

А. В. Пинаев<sup>1</sup>, И. И. Кочетков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, avpin@ngs.ru

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, kii@gorodok.net

Выполнены расчеты динамики инертных и химически активных одиночных пузырьков в уединенных волнах различной интенсивности. Расчет динамики послойно расположенных химически активных пузырьков в поле давления уединенных волн позволяет описать структуру волны пузырьковой детонации. В предложенной модели волна детонации формируется из пульсаций давления, возникающих в результате действия осредненного поля давления от всего ансамбля пузырьков на каждый отдельный пузырьковый слой. При этом каждый пузырек совершает 2–3 колебания, создавая в жидкости пульсации давления, в несколько раз превышающие амплитуду осредненной волны. Модель с дискретным расположением пузырьков позволила впервые получить соответствие расчетных и экспериментальных профилей давления волны пузырьковой детонации.

Ключевые слова: пузырьковая детонация, уединенная волна, солитон, пузырьковая среда.

### ВВЕДЕНИЕ

Волны пузырьковой детонации экспериментально обнаружены и исследованы в работах [1–6] для двух типов пузырьковых систем с малым энерговыделением. Было показано, что установившаяся скорость пузырьковой детонации определяется начальными параметрами газожидкостной среды и не зависит от способа и интенсивности инициирования. Длительность всей области сжатия составляет 60 ÷ 80 мкс. Область сжатия состоит из случайных пульсаций давления с максимальной амплитудой до 50 ÷ 80 МПа и длительностью 5 ÷ 10 мкс. С другой стороны, в работах [7–13] расчетные профили давления волн пузырьковой детонации содержали лишь один большой пик давления и существенно отличались от экспериментальных осциллограмм, при этом длительность получаемого в расчетах пика давления была в 3 ÷ 6 раз меньше наблюдаемой в опытах длительности волны. В [14] показано, что аналитическая зависимость

$$p_w(z, t) = \Delta p_0(U) / \text{ch}^2(z - Ut/l) \quad (1)$$

близка к осредненному экспериментальному профилю давления, а скорость  $U$  и ширина

волны  $l_w$  описываются выражениями

$$U \simeq c_0 \sqrt{\langle \sigma_1 \rangle (1 + \Delta p_0 \langle \sigma_1 \rangle (\gamma + 1) / 3\gamma p_0)}, \quad (2)$$

$$l_w = 4l = \sqrt{12\gamma\alpha_1 / [\langle \sigma_1 \rangle (\gamma + 1) \Delta p_0 / p_0]}, \quad (3)$$

где  $\Delta p$  — амплитуда давления,  $l$  — полуширина уединенной волны (УЕВ) на расстоянии 0.42 ее высоты,  $z$ ,  $t$  — соответственно координата и время,  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $p_0$  — начальное давление,  $\alpha_1 = R_0^2 / 3\beta_0$  — константа,  $c_0 = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0 \beta_0}$  и  $\beta_0$  — соответственно низкочастотная скорость звука и начальное объемное газосодержание в пузырьковой среде,  $\rho_0$  — плотность газожидкостной смеси,  $R_0$  — начальный радиус пузыря,  $\langle \sigma_1 \rangle = 1 + \alpha_3 / 2p_0$ ,  $\alpha_3 = q^*(\gamma - 1)$ ,  $q^*$  — удельное объемное энерговыделение в пузыре с учетом потерь тепла. Зависимости (1)–(3) пригодны для описания волн пузырьковой детонации с большой амплитудой давления. Цель настоящей работы — получить соответствующий эксперименту расчетный профиль давления волны пузырьковой детонации, учитывая дискретное расположение пузырьков.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На первом этапе решается задача о поведении инертного или химически активного пу-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-01-00129а) и фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-8583.2006.1).

зырька в поле давления волны, профиль которой задан выражением (1). При расчете структуры волны пузырьковой детонации ставится задача о распространении УЕВ (1) по слоям химически активных пузырьков с использованием результатов первого этапа. При выводе уравнений ограничения на амплитуду давления и степень сжатия пузырька не накладываются. Жидкость предполагается идеальной и несжимаемой.

Пузырьки диаметром  $d_b$ , находясь в вершинах кубов со стороной  $a$ , образуют упорядоченную структуру, заполняющую всю газожидкостную среду. В объеме газожидкостной среды  $V_0$  число кубов равно  $K = V_0/a^3$ . При общем числе пузырей в объеме  $N$  газосодержание составляет  $\beta_0 = N\pi d_b^3/6V_0$ . При  $N \gg 1$   $N \approx 3K$ , тогда  $\beta_0 = 3K\pi d_b^3/6V_0$  и расстояние между слоями

$$l_b = a = d_b(\pi/2\beta_0)^{1/3} \simeq 1.162d_b/\beta_0^{-1/3}.$$

### ДИНАМИКА ОТДЕЛЬНОГО ПУЗЫРЯ

В пузырьковой среде воздействие уединенной волны на отдельный пузырек определяется перепадом давления  $\Delta p_w = p_w - p_{1\infty}$ , где  $p_{1\infty} = p_0$  — невозмущенное давление в жидкости на бесконечности. Пузырь будем считать неподвижным. Это следует из экспериментов [4] и оценки массовой скорости жидкости  $u_w$  в УЕВ. Так, при максимальной регистрируемой величине  $\Delta p_w = 7$  МПа имеем  $u_w \simeq \Delta p_w/\rho_1 U \approx 6$  м/с  $\ll U$ . Сжатие пузыря предполагается сферически-симметричным.

В системе пузыря уравнения сохранения массы, импульса и условие на границе пузыря в сферических координатах записываются в следующем виде:

$$\frac{\partial u_1}{\partial r} + 2\frac{u_1}{r} = 0, \quad (4)$$

$$\rho_1 \left( \frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial r} \right) = -\frac{\partial p_1}{\partial r}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} 2\mu_1 \left( \frac{\partial u_1}{\partial r} \right)_R - p_{1R} - \Delta p_{wR} = \\ = 2\mu_2 \left( \frac{\partial u_2}{\partial r} \right)_R - p_2. \end{aligned} \quad (6)$$

Уравнение (6) означает равенство нормальных напряжений на границе раздела фаз с учетом влияния дополнительной внешней волны, причем  $\Delta p_w \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow \infty$ . В (4), (5)  $p_1$ ,  $u_1$  — соответственно давление (без внешней волны) и радиальная скорость жидкости на расстоянии  $r$  от центра пузыря, индекс 2 относится к газу. Предполагается, что средняя скорость свободной границы пузыря велика ( $\approx 10^2$  м/с), и поэтому влияние поверхностного натяжения  $\sigma_1$  мало, так как выполняется условие  $4\frac{\mu_1}{r} \frac{dr}{dt} > 2\frac{\sigma_1}{r}$ . Интегрируя (4) от  $r = R$  до  $r$  и затем (5) от  $r = R$  до  $\infty$ , получим

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{p_{1R} - p_{1\infty}}{\rho_1}. \quad (7)$$

Из (7) с учетом (6), пренебрегая вязкостью газовой фазы  $\mu_2$ , находим

$$\begin{aligned} R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + 4\frac{\nu_1}{R} \frac{dR}{dt} = \\ = \frac{p_2 - \Delta p_w - p_{1\infty}}{\rho_1}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $p_2 = p_0(R_0/R)^{3\gamma}$ , а  $\nu_1 = \nu_1(R(t))$  имеет смысл эффективной кинематической вязкости. При интенсивном теплообмене, когда температура газа в пузыре повышается в процессе сжатия или воспламенения, теплообмен можно учитывать через изменение  $\nu_1$  [15–17]. Интегрируя (5) от  $r = \infty$  до  $r$ , с учетом (8) для расчета возмущения давления в жидкости, возникшего из-за движения границы пузыря, получим уравнение

$$\begin{aligned} \frac{p_1}{\rho_1} = \left| \frac{p_{1\infty}}{\rho_1} + \frac{R}{r} \frac{(p_2 - p_{wR})}{\rho_1} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 \left( \frac{R}{r} - \frac{R^4}{r^4} \right) - 4\frac{\nu_1}{r} \left( \frac{dR}{dt} \right) \right|. \end{aligned} \quad (9)$$

В (9) знак модуля обеспечивает выполнение для рассматриваемой модели жидкости условия  $p_1 \geq 0$ . Здесь  $\nu_1 = \nu_1(r) = \text{const}$  и совпадает с вязкостью жидкости на бесконечности при  $r > R$ . Уравнение (9) автоматически удовлетворяет граничному условию (6) при  $r = R$  и граничному условию на бесконечности  $p_1 \rightarrow p_{1\infty}$  при  $r \rightarrow \infty$ .

## ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ ПУЗЫРЬКОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Фронт волны пузырьковой детонации, осредненный профиль давления которой описывается выражением (1), расположен параллельно слоям пузырьков и распространяется с заданной скоростью  $U$  (рис. 1). На отдельный слой пузырей оказывает воздействие осредненный профиль давления. При набегании УЕВ на слои пузырьков происходят сжатие пузырей и одновременно повышение внутри них температуры газовой смеси. По достижении критической температуры смесь взрывается, в результате давление внутри пузыря мгновенно возрастает. Возмущение давления в жидкости от каждого пузыря определяется по уравнению (9). Детальная структура искомой волны пузырьковой детонации получается суммированием возмущений от всех слоев пузырей, накрываемых исходной волной. Поскольку сжатие предполагается сферическим, то искривление свободной поверхности и дробление пузырьков не рассматриваются, но потери тепла и акустическое излучение косвенно учитываются через изменение коэффициента кинематической вязкости  $\nu_1$ . Схема расчета состоит из пяти этапов.

1. Расчет температуры газа в пузыре для определения момента воспламенения газа. По соотношению (8) вычисляется зависимость  $R(t)$ , и по адиабате рассчитывается момент достижения критической температуры (момент взрыва).

2. Расчет зависимости радиуса пузыря с

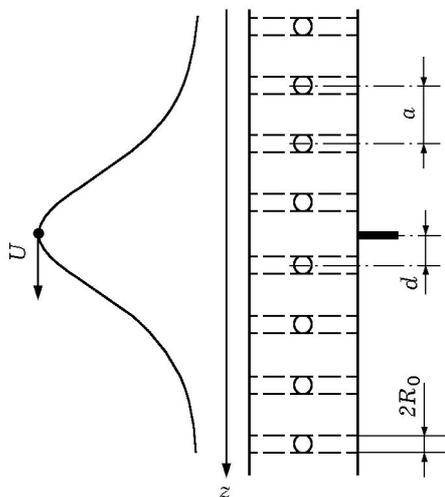


Рис. 1. Пояснение к постановке задачи

учетом химической реакции. Уравнение (8) решается на трех интервалах времени: до, во время и после реакции. Давление в пузыре  $p_2$  до и после реакции рассчитывается по адиабате, во время реакции  $p_2 = (\gamma - 1)Q'R_0^3/3R_{expl}^3$  ( $Q'$  — удельное энерговыделение при нормальных условиях,  $R_{expl}$  — радиус пузыря в момент взрыва, коэффициент  $k = 1/3$  подобран из экспериментальных данных о величине давления в момент взрыва газовой смеси; соответственно  $q^* = Q'/3$ ) [14].

3. Расчет профиля давления в жидкости. С использованием данных о поведении пузыря в заданном слое от времени по выражению (9) рассчитывается профиль давления в жидкости.

4. Расчет структуры детонационной волны. В произвольной точке (точке «наблюдения») суммируются возмущения давления от каждого слоя пузырей, в результате чего получается пульсационное поле давления (строится график давления от времени путем суммирования давлений от семи слоев пузырьков).

5. Расчет осредненной детонационной волны (обратная задача). При расчете зависимости профиля давления волны от времени осредняются пульсации давления по всем возможным положениям слоев пузырей, охватываемых УЕВ (здесь применяется процедура сглаживания профиля давления, полученного в п. 4).

## ПАРАМЕТРЫ И СРЕДА РЕАЛИЗАЦИИ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

Расчеты выполнены в математическом пакете MathCAD при  $\Delta p_0 = 7 \div 0.3$  МПа. На первом этапе расчета для решения уравнения (8) использовалась функция «Odesolve», которая численно решает обыкновенные дифференциальные уравнения второго порядка методом Рунге — Кутты четвертого порядка с фиксированным шагом по аргументу. На остальных этапах использовалась функция «Rxadaptiv» — аналог предыдущей функции с изменяющимся шагом по аргументу.

Параметры задачи: жидкая фаза — смесь 75 % воды и 25 % глицерина, газовая фаза — стехиометрическая ацетиленокислородная смесь  $C_2H_2 + 2.5O_2$ ,  $\rho_1 = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $R_0 = 2 \cdot 10^{-3}$  м,  $p_0 = 10^5$  Па,  $\beta_0 = 2$  %,  $\gamma_0 = 1.35$ ,  $\gamma_2 = 1.3$  — показатели адиабаты до и после реакции;  $\nu_1 = 2.27 \times 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с — кинематическая вязкость жид-

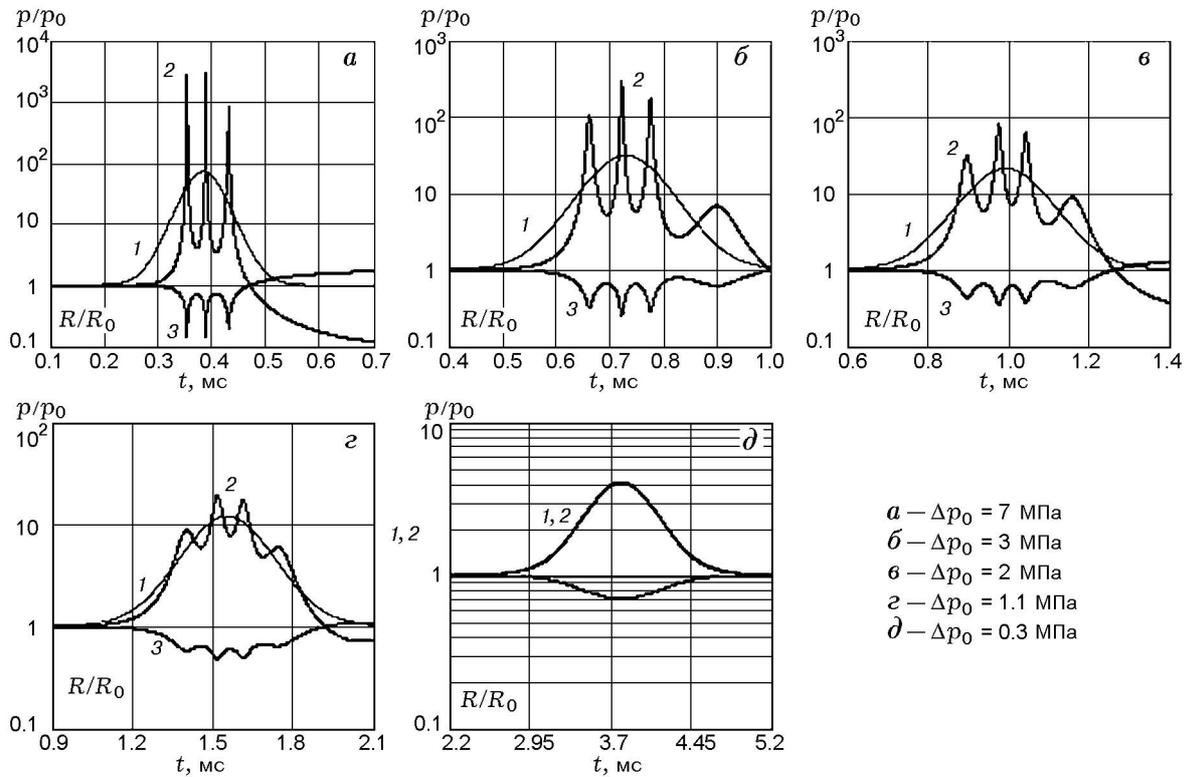


Рис. 2. Численный расчет поведения пузыря в поле давления УЕВ без реакции:  
 1 — профиль давления УЕВ (1), 2 — давление внутри пузыря, 3 — безразмерный радиус пузыря

кости до реакции;  $Q' = 15.2 \cdot 10^6$  Дж/м<sup>3</sup>;  $\Delta t = 2$  мкс — время реакции;  $h_t$  — шаг сетки по времени;  $l = 6\sqrt{2c_0/3\beta_0}(U - c_0)R_0$ ;  $U \simeq 1.27c_0\sqrt{1 + (\gamma + 1)\Delta p_0/3\gamma p_0}$  — выражение для скорости УЕВ, с хорошей точностью (около 1 %) совпадающее с выражением (2) в области давлений  $1 \div 10$  МПа при  $\beta_0 = 2$  %;  $T_0 = 293$  К — начальная температура. Моменту взрыва химически активной смеси в пузырьке соответствует критическое давление, связанное с критической температурой воспламенения газовой смеси  $T_{cr} = 920$  К соотношением  $p_{cr} = p_0(T_{cr}/T_0)^{\gamma_0/(\gamma_0 - 1)} \simeq 80p_0$ .

Согласно оценкам эффективная вязкость в условиях теплообмена между газовой и жидкой фазами и границей пузыря [15–17]:  $\nu_{eff} \simeq \nu_L + \nu_a + \nu_T \simeq 150\nu_L$ , где  $\nu_L, \nu_a, \nu_T$  — соответственно гидродинамическая ( $\nu_L \equiv \nu_1$ ), акустическая ( $\nu_a \simeq 70\nu_L$ ) и тепловая ( $\nu_T \simeq 80\nu_L$ ) вязкости. Для учета наблюдаемого в опытах возрастания теплотерь, обусловленных испарением микрокапель жидкости, образующихся внутри пузыря за счет неустойчивости его границы после воспламенения смеси, вязкость

жидкости на границе пузыря в расчетах увеличивали в два раза:  $\nu_{12}(R(t)) = \nu_{eff} = 300\nu_1$ .

Шаг сетки по времени  $h_t$  автоматически выбирался из условия, что относительная величина разности между двумя моментами взрыва, вычисленными для двух различных значений  $h_t$ , не превышает 0.01 %.

### ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рис. 2 иллюстрирует поведение одиночного пузыря с инертным газом в поле давления УЕВ при различных значениях  $\Delta p_0$ . Прослеживается увеличение периода колебаний пузыря с ростом длительности УЕВ и уменьшении ее амплитуды, что в итоге приводит к вырождению собственных колебаний: на рис. 2, д давление газа в пузырьке практически полностью повторяет давление волны. При большой интенсивности волны ( $\Delta p_0 = 7$  МПа, рис. 2, а) давление в пике примерно в 40 раз превышает амплитуду УЕВ и пузырек испытывает три колебания. С уменьшением значения  $\Delta p_0$  отношение пикового давления в пузырьке к  $\Delta p_0$  уменьшается и добавляется еще одно колеба-

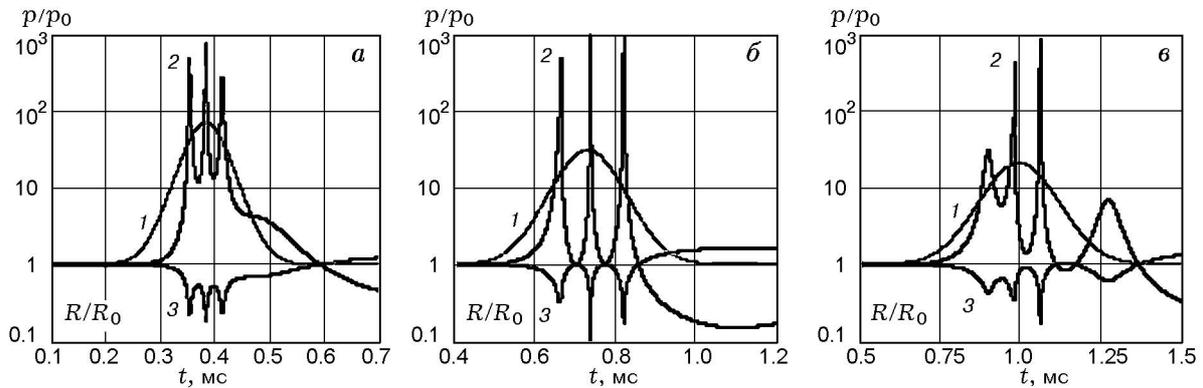


Рис. 3. Численный расчет поведения пузыря в поле давления УЕВ с реакцией:  
 $\Delta p_0 = 7$  (а), 3 (б), 2 МПа (в); 1 — профиль давления УЕВ (1), 2 — давление внутри пузыря, 3 — безразмерный радиус пузыря

ние пузырька (см. рис. 2, б–г). Если эффективную вязкость жидкости в расчетах принять постоянной ( $\nu_{eff} \simeq \nu_1$ ), то после прохождения УЕВ остаются медленные незатухающие колебания, что противоречит эксперименту. Увеличение эффективной вязкости ( $\nu_{12}(R) = 300\nu_1$ ) после первого колебания пузырька приближает модель к реальному физическому процессу. В наблюдаемых экспериментально волнах пузырьковой детонации в маловязких жидкостях ( $\mu \leq 3.5 \cdot 10^{-3}$  Па·с) пузырек разрушается после одного колебания, с увеличением вязкости жидкости (масло конденсаторное, вакуумное) разрушение пузырька происходит после двух колебаний [3, 4].

На рис. 3 приведены результаты численного расчета для одиночного пузырька с химической реакцией в поле давления УЕВ. Оказы-

вается, что в случае  $\Delta p_0 = 7$  МПа (рис. 3, а) амплитуда 1-го пика примерно в 6 раз меньше, чем в аналогичном расчете без реакции (см. рис. 2, а). Причина этого заключается в том, что при взрыве давление в пузырьке резко возрастает на ранней стадии сжатия и пузырек сжимается меньше, чем в аналогичном случае без энерговыделения. В более слабых волнах, при  $\Delta p_0 = 3$  и 2 МПа (рис. 3, б, в), действие области сжатия УЕВ проявляется слабее и благодаря взрыву в пузырьке амплитуда пульсаций давления существенно выше, чем в аналогичных случаях без реакции (см. рис. 2, б, в).

В варианте расчета, соответствующего рис. 3, б, амплитуда 2-го и 3-го пиков также выше, чем в более интенсивной УЕВ (см. рис. 3, а), и заметно влияние химической реакции. За счет взрыва граница пузыря получает

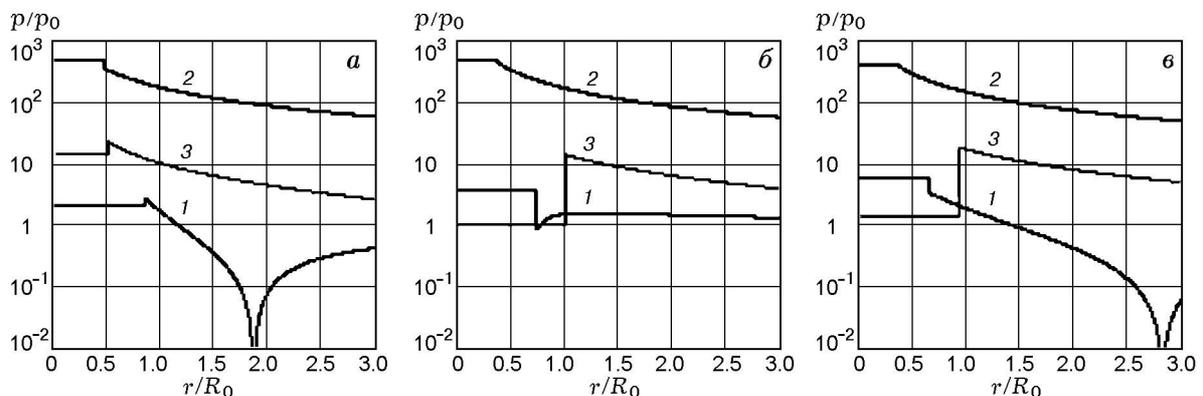


Рис. 4. Численный расчет профилей давления в газе и в жидкости:  
 $\Delta p_0 = 7$  (а), 3 (б), 2 МПа (в); 1–3 — профили давления на трех соседних слоях: 1 — в слое до взрыва, 2 — в момент взрыва, 3 — после взрыва

дополнительный импульс для ускорения, что позволяет пузырю в области  $\Delta p_0 \gg p_0$ , расширяться практически до первоначального размера (см. рис. 3, б). Здесь УЕВ, в отличие от варианта рис. 3, а, из-за меньшего значения  $\Delta p_0$  не успевает ограничить рост пузыря. В результате пузырь начинает сжиматься при более высоком давлении, чем в варианте рис. 3, а, что и приводит к его более сильному сжатию. Этот же механизм проявляется и в варианте, приведенном на рис. 3, в. Амплитуда давления при  $\Delta p_0 = 2$  МПа близка к критическому значению, когда при втором колебании пузырька достигается значение температуры  $T_{cr} = 920$  К и газовая смесь воспламеняется. Время реакции  $\Delta t = 2$  мкс, указанное в параметрах задачи, соответствует среднему наблюдаемому [4] времени сгорания газа в пузырьке. Варьирование в расчетах  $\Delta t$  от 1 до 3 мкс не приводит к за-

метным изменениям профилей давления.

На рис. 4 приведены характерные результаты численного расчета по уравнению (9) профиля давления в жидкости (без внешней волны) для одиночного пузыря с реакцией в поле давления УЕВ при  $\Delta p_0 = 7, 3$  и 2 МПа, включая область внутри пузыря (газ) и снаружи (жидкость). Профили давления для инертного газа подобны. В области  $r \leq R$ , соответствующей газу, давление постоянно. Все графики приведены для фиксированного момента времени, на рис. 4, а — в момент взрыва  $k$ -го слоя. В этот момент профиль давления  $k$ -го слоя отражает кривая 2, при этом давление в газе превышает давление в жидкости. Давление в жидкости от соседнего слоя, в котором взрыва еще не было, близко к давлению газа (см. кривые 1). Для ближнего прореагировавшего слоя (где реакция прошла) давление в

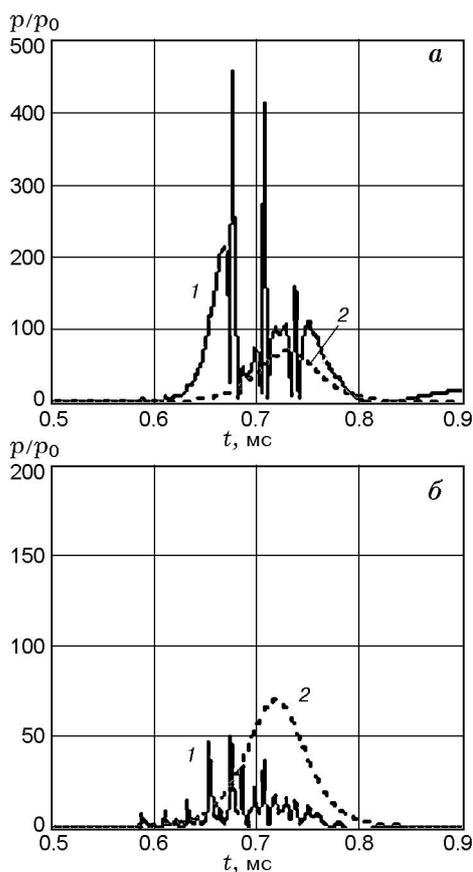


Рис. 5. Численный расчет профиля давления волны пузырьковой детонации (1) при различных положениях «датчика»,  $\Delta p_0 = 7$  МПа: 2 — профиль давления УЕВ (1), а —  $d = R^*$ , б —  $d = a/2$

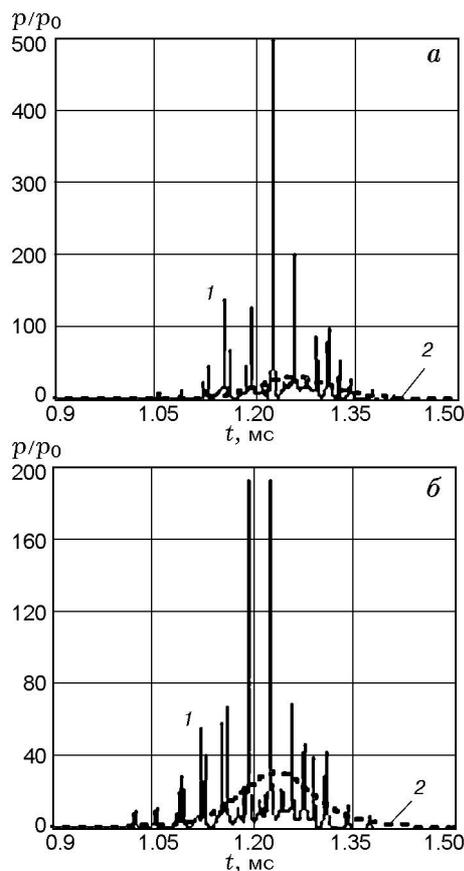


Рис. 6. Численный расчет профиля давления волны пузырьковой детонации (1) при различных положениях «датчика»,  $\Delta p_0 = 3$  МПа: 2 — профиль давления УЕВ (1), а —  $d = R^*$ , б —  $d = a/2$

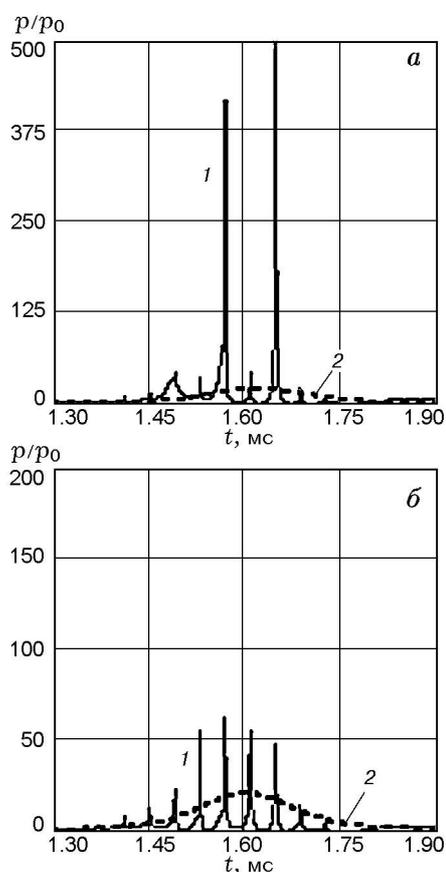


Рис. 7. Численный расчет профиля давления волны пузырьковой детонации (1) при различных положениях «датчика»,  $\Delta p_0 = 2$  МПа: 2 — профиль давления УЕВ (1), а —  $d = R^*$ , б —  $d = a/2$

жидкости превышает давление в пузыре, плавно спадая при удалении от границы пузыря (см. профили 3). На рис. 4, а, в провал кривой 1 связан с разрежением жидкости вблизи пузыря при его сжатии. Аналогичное падение давления наблюдается на большем расстоянии для кривой 3 на рис. 4, а, в и кривой 1 на рис. 4, б.

Расчеты профилей давления в жидкости показывают, что уже на расстоянии от центра пузыря, равном трем радиусам, давление уменьшается более чем в пять раз и стремится к давлению в УЕВ. Этот результат обосновывает применимость предложенной модели (действие на слои пузырьков осредненного профиля давления) для расчета структуры волны пузырьковой детонации.

В численном расчете структуры детонационной волны количество суммируемых слоев принималось равным целому числу отношения

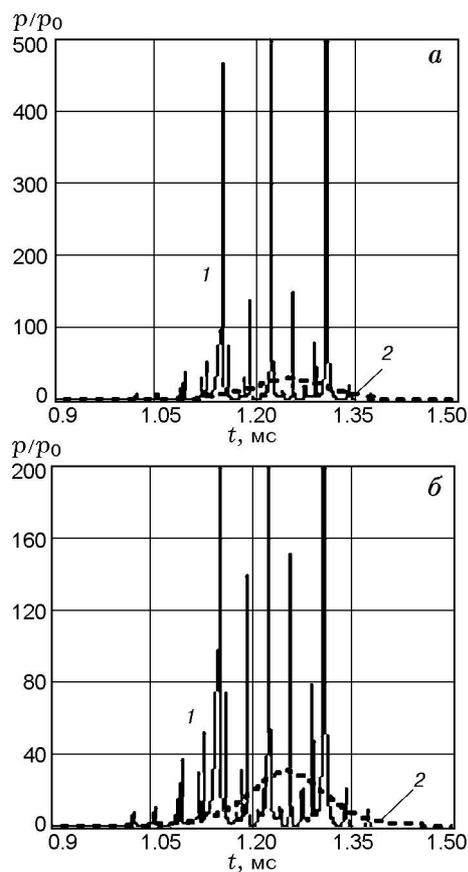


Рис. 8. Численный расчет профиля давления волны пузырьковой детонации (1) в случае неравномерного распределения слоев пузырей при различных положениях «датчика»,  $\Delta p_0 = 3$  МПа:

2 — профиль давления УЕВ (1), а —  $d = R^*$ , б —  $d = a/2$

$l_w/a$ . Расчет показал прямую зависимость «наблюдаемой» структуры детонационной волны (рис. 5–7) от расстояния  $d$  между «датчиком» (координатой наблюдения) и слоем пузырьков (см. рис. 1). (Радиус пузыря в момент взрыва обозначен  $R^*$ .) Из расчетов следует, что для получения профиля давления волны пузырьковой детонации при  $\Delta p_0 = 7, 3$  и 2 МПа достаточно учесть вклад не более чем от семи соседних слоев пузырьков, поскольку возмущение давления от остальных слоев близко к нулю.

Аналогичным образом на профиль волны влияет нерегулярность распределения слоев пузырьков в жидкости (рис. 8). Для волны с  $\Delta p_0 = 3$  МПа был проведен расчет при таком изменении расположения слоев пузырей, чтобы в момент взрыва 16-го слоя пузырей 14-й достигал второго максимального сжатия, а 11-й —

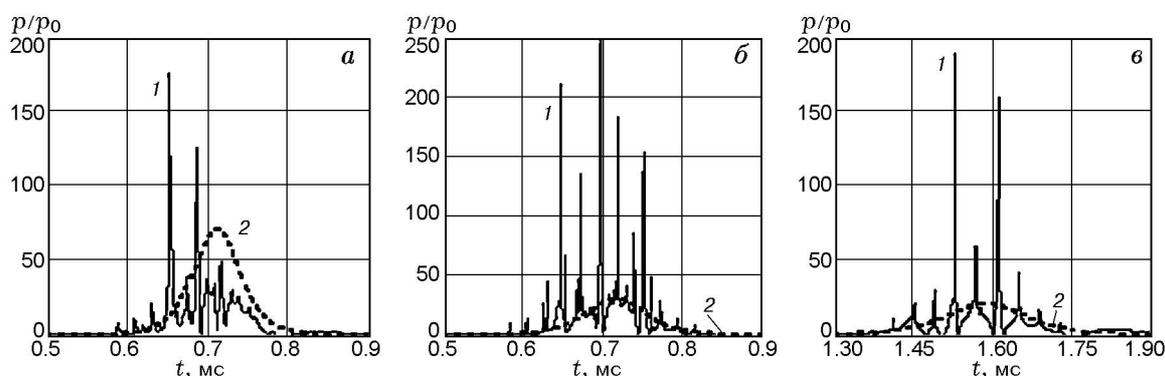


Рис. 9. Численный расчет профиля давления волны пузырьковой детонации (1) во времени в точке наблюдения «датчика»:

2 — профиль давления УЕВ (1);  $\Delta p_0 = 7$  (а), 3 (б), 2 МПа (в);  $d = R_0$  от центра одного из слоев пузырьков

третьего. При этом 11-й слой пузырьков оказался смещенным на 3.4 мм в сторону 12-го, а 14-й слой — на 3.4 мм в сторону 13-го. Расстояния  $d$  на рис. 8 приведены относительно 16-го слоя пузырей.

Остановимся подробнее на 4-м этапе численного решения — суммировании возмущений давления от всех слоев пузырей, охватываемых УЕВ, с целью получения детальной структуры волны. Для сравнения на рис. 9 приведены профили давления при  $\Delta p_0 = 7, 3$  и 2 МПа при одном и том же положении точки «наблюдения». Ожидалось, что при  $\Delta p_0 = 7$  МПа профиль давления детонационной волны будет «богаче» пульсациями, чем при  $\Delta p_0 = 3$  и 2 МПа. Но расчеты показывают, что, наоборот, при  $\Delta p_0 = 7$  МПа подавление колебаний пузырей происходит сильнее и картина пульсаций существенно зависит от положения датчика. При этом «наблюдаются» всего 2–3 пульсации с большой амплитудой давления. Можно считать, что при  $\Delta p_0 = 7$  МПа основной вклад в поле давления дают только три соседних слоя. В каждый момент времени вклад каждого слоя разный. Если оценивать отношение вклада по максимумам амплитуды пульсаций, то «вклад» предыдущего (15-го слоя) составляет 12 % от вклада среднего (16-го) слоя, где произошел взрыв. «Вклад» последующего (17-го слоя) по амплитуде и профилю давления практически совпадает с вкладом от предыдущего (15-го) слоя. Если рассмотреть картину (площадь под кривой) в целом, то суммарный вклад от всех остальных слоев (кроме рассмотренных трех) за период наблюдения не больше

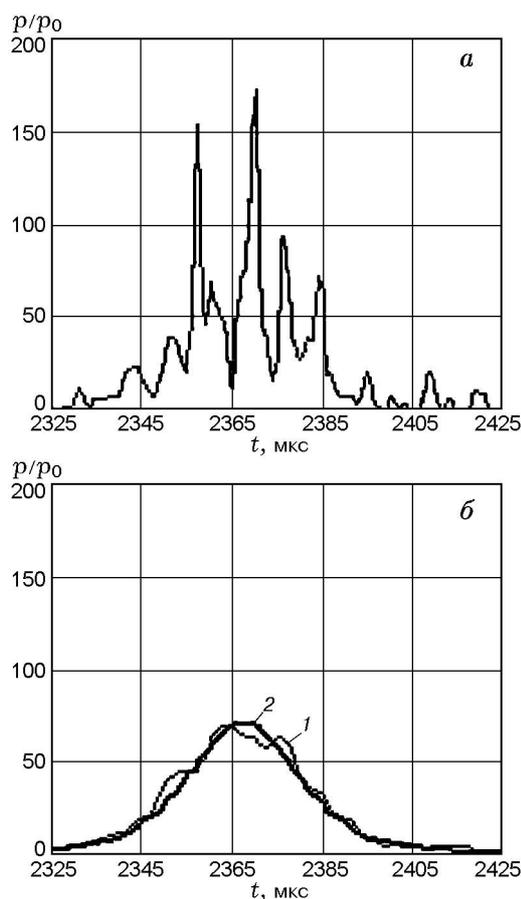


Рис. 10. Характерная экспериментальная осциллограмма давления волны пузырьковой детонации (а) и ее осредненный профиль давления (б):

1 — осредненный профиль осциллограммы, 2 — расчетный профиль давления УЕВ; газовая смесь  $C_2H_2 + 2.5O_2$  ( $\beta_0 = 2$  %), жидкость — 75 %  $H_2O$  + 25 % глицерина ( $\mu_1 = 2.3 \cdot 10^{-3}$  Па · с)

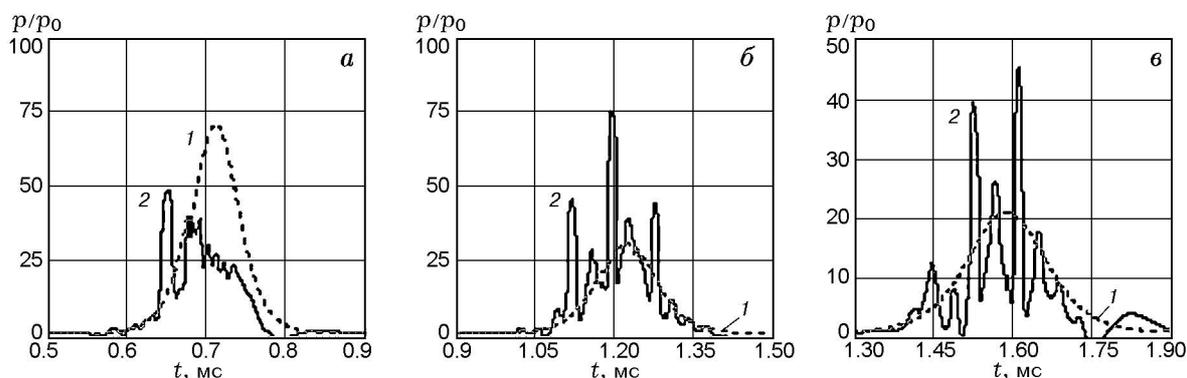


Рис. 11. Профили давления в жидкости в зависимости от времени, осредненные по семи слоям при  $\Delta p_0 = 7$  (а), 3 (б), 2 МПа (в):

1 — профиль давления УЭВ, 2 — результат осреднения; точка «наблюдения»  $d = R_0$

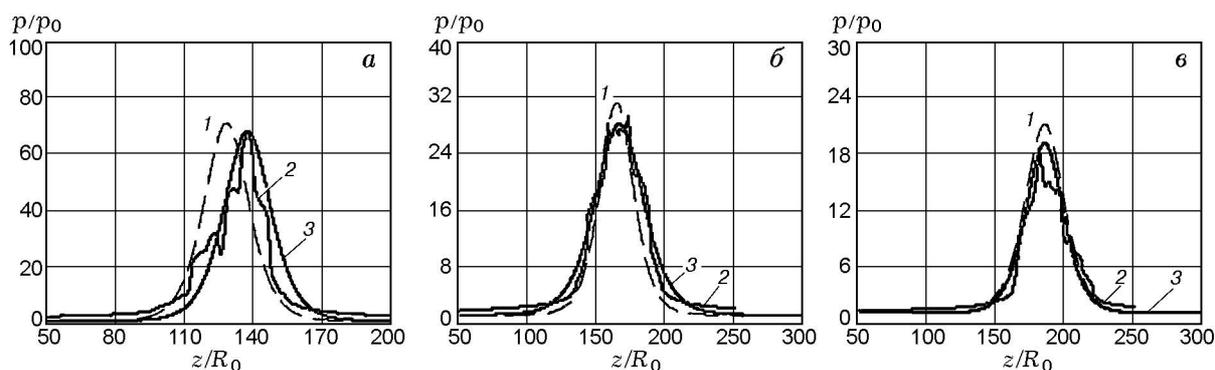


Рис. 12. Профили давления в жидкости в зависимости от координаты, осредненные по семи слоям при  $\Delta p_0 = 7$  (а), 3 (б), 2 МПа (в):

1 — профиль давления УЭВ, 2 — результат осреднения, 3 — профиль давления, рассчитанный при условиях равенства площадей под кривыми 1 и 2 и равенства амплитуд 2 и 3

10 % от вклада 16-го слоя.

В волнах меньшей интенсивности (рис. 9, б, в) структура волны практически не зависит от точки наблюдения (величины  $d$ ), поскольку пульсации всех соседних слоев пузырей дают сравнимые вклады. В области сжатия здесь примерно в два раза больше пульсаций, чем при  $\Delta p_0 = 7$  МПа.

Для сравнения расчетов с экспериментом на рис. 10, а приведен один из характерных профилей давления детонационной волны для случая  $\beta_0 = 2$  %. В расчете количество пульсаций давления (см. рис. 5–9) практически совпадает с их количеством в эксперименте. Амплитуда отдельных пиков в эксперименте на различных осциллограммах составляет 2 ÷ 50 МПа и зависит от взаимного расположения детонационной волны и хаотически расположенных пузырь-

ков относительно датчиков давления. Длительность отдельных пиков на половине амплитуды давления в эксперименте составляет 2 ÷ 6 мкс, в расчете — 2 ÷ 4 мкс. Максимальная длительность между левой и правой границами тех же пиков в эксперименте составляет 4 ÷ 8 мкс, в расчете — 4 ÷ 6 мкс. На рис. 10, б приведены профиль давления 1, полученный осреднением осциллограммы на рис. 10, а, и профиль давления уединенной волны 2. Максимальные давления  $\Delta p_0$  для кривых 1 и 2 совпадают и равны 7 МПа, кривая 2 рассчитана при условии равенства площадей под кривыми 1 и 2. Таким образом, результаты расчетов профилей давления не только качественно (по внешнему виду), но и количественно хорошо совпадают с экспериментом по таким основным параметрам, как количество отдельных пиков дав-

ления, амплитуды и длительности отдельных пульсаций, амплитуда и длительность осредненного профиля давления.

Последний этап численного решения — это решение обратной задачи путем сглаживания пульсационного профиля давления волны пузырьковой детонации. Следует ожидать, что при этом профиль давления волны будет близок к исходному профилю, т. е. УЕВ. На рис. 11, 12 приведены осредненные профили давления при  $\Delta p_0 = 7, 3$  и  $2$  МПа.

Процедура сглаживания осуществлялась путем нахождения среднего значения давления на определенном интервале  $\Delta t$  или  $\Delta z$ . При увеличении интервала осреднения можно добиться исчезновения пульсаций и получить более гладкий профиль давления (см. рис. 12). Из решения обратной задачи видно (см. рис. 11, 12), что осредненные профили давления удовлетворительно совпадают с первоначальным профилем набегающей УЕВ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предложенной модели время действия области осредненного повышенного давления уединенной волны на отдельный пузырек в несколько раз превышает период его колебания. Быстрый спад давления в жидкости от границы пузыря обосновывает применимость предложенного в модели принципа о действии на слои пузырьков осредненного профиля давления для расчета структуры волны пузырьковой детонации. Расчет структуры волны пузырьковой детонации показывает, что поле ее давления дискретно и состоит из отдельных пульсаций, возникающих в результате действия осредненного по всему ансамблю пузырьков давления на каждый отдельный пузырьковый слой. Качественное и количественное совпадение расчетных и экспериментальных профилей давления в фиксированной точке наблюдения и результаты решения обратной задачи доказывают корректность модели.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Сычев А. И., Пинаев А. В. Волна детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Первый Всесоюз. симпоз. по макроскопической кинетике и химической газодинамике, Алма-Ата: Тез. докл. Черногоровка, 1989. Т. 1, ч. 1, № 65. С. 54–55.
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. Обнаружение и исследование самоподдерживающихся режимов детонации в системах жидкое горючее — пузырьки окислителя // Докл. АН СССР. 1986. Т. 290, № 3. С. 611–615.
4. Пинаев А. В., Сычев А. И. Структура и свойства детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 3. С. 109–118.
5. Пинаев А. В., Сычев А. И. Гетерогенная самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками газа // Детонация и ударные волны: Материалы VIII Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1986. С. 107–111.
6. 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.
7. Kedrinskii V. K., Mader Ch. L. Accidental detonation in bubble liquids // 16th Intern. Symp. on Shock Tubes and Waves, Aachen, 1987. Weinheim, 1988. P. 371–376.
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. Замараев Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч. Волны в химически активной пузырьковой среде // ПМТФ. 1990. № 2. С. 20–26.
10. Троцюк А. В., Фомин П. А. Модель пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 129–136.
11. Kedrinskii V. K. The Iordansky — Kogarko — van Wijngaarden model: shock wave and rarefaction wave interactions in bubbly media // Appl. Scient. Res. (An Intern. J. on the Applications of Fluid Dynamics). 1997/1998. V. 58, N 1–4. P. 115–130.
12. Kedrinskii V. K., Fomin P. A., Taratuta S. P., Vasiliev A. A. Phase transition role in a bubbly detonation problems // Proc. 22nd Intern. Symp. on Shock Waves, Imperial College, London, 18–23 July 1999.
13. Kedrinskii V. K., Zamaraev F. N. Wave amplification in chemically active bubbly media // Proc. of 17th Intern. Symp. on Shock Tube and Shock Wave, 1989, July 17–21, Lehigh University, USA.
14. Пинаев А. В., Кочетков И. И. Пузырьковая детонация — самоподдерживающаяся уединенная волна с энерговыделением // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 6. С. 104–111.
15. Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984.

16. **Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р.** Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Изд-во Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1983.
17. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1, 2.

*Поступила в редакцию 27/VII 2007 г.*

---