

ПУЗЫРЬКОВАЯ ДЕТОНАЦИЯ — САМОПОДДЕРЖИВАЮЩАЯСЯ УЕДИНЕННАЯ ВОЛНА С ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕМ

А. В. Пинаев¹, И. И. Кочетков²

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

²Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, kii@gorodok.net

Из проделанных ранее экспериментов следует, что волна пузырьковой детонации является резонансом или самоподдерживающейся уединенной волной в пузырьковой среде. В качестве теоретической модели пузырьковой детонации рассмотрена модель уединенной волны с выделением энергии в пузырьках. Показано, что уравнение, описывающее уединенную волну малой амплитуды, является аналогом нелинейного уравнения Буссинеска четвертого порядка. При сопоставлении полученного решения с осредненными экспериментальными профилями давления установлено, что аналитическое решение пригодно для описания волн пузырьковой детонации с конечной амплитудой давления. В предложенной модели время действия области сжатия уединенной волны на отдельный пузырек в несколько раз превышает период его колебания. Этот результат соответствует эксперименту и подтверждает наличие коллективного резонансного эффекта в пузырьковой среде. Показано удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических профилей давления, а также протяженности и скорости волны пузырьковой детонации.

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

ВВЕДЕНИЕ

Самоподдерживающиеся волны пузырьковой детонации были впервые экспериментально обнаружены и исследованы [1–6] в двух типах систем с малым энерговыделением: инертная жидкость — пузырьки взрывчатого газа [1, 2]; горючая жидкость — пузырьки кислорода [3]. В этих работах показано, что волна пузырьковой детонации устойчиво распространялась в трубе длиной 5 м с равномерным в среднем распределением пузырьков, ее установившаяся скорость не зависела от способа и интенсивности инициирования.

Впоследствии были разработаны теоретические модели пузырьковой детонации [7–20]. В большинстве работ [7–15] использовались двухфазные модели [21–23]. В [15] учтены сжимаемость жидкости, наличие периода индукции химической реакции и сдвига химического равновесия в пузырьках газа по модели кинетики [24]. В численных расчетах скорость пузырьковой детонации определяли по выходу волны на установившийся режим.

В [10, 11, 16, 17] скорость волны пузырьковой детонации D находили из условия Чеп-

мена — Жуге. В [9] этот же подход использован в качестве одного из вариантов определения скорости детонации. В [16, 17] для скорости волны пузырьковой детонации приведено выражение $D = D_1 \sqrt{\beta_1} / \alpha_{10}$, где D_1 — скорость детонации Чепмена — Жуге для газовой фазы, α_{10} и β_1 — соответственно объемная и массовая концентрации газовой фазы перед фронтом волны. По поводу правомерности формального переноса на пузырьковую детонацию классического подхода, применяемого в газовой детонации, сделаем несколько замечаний. Во-первых, в пузырьковой среде энерговыделение на несколько порядков ниже, чем при обычной газовой детонации. Поэтому ударная и детонационная адиабаты для газожидкостной смеси практически совпадают, что не позволяет рассчитать детонационные параметры с приемлемой точностью. Во-вторых, газовая фаза содержится лишь в малых пузырьках, сгорание смеси в которых осуществляется одновременно во всем их объеме из-за подъема температуры по механизму адиабатического сжатия, а не ударно-волнового нагрева (как в классической детонации). Поэтому в работах [10, 11, 16, 17] расчетные скорости детонации отличаются от экспериментальных. Кроме того, такой подход не учитывает нелинейных и дисперсионных свойств пузырьковой среды и поэтому в принципе не позволяет определить структуру

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-01-00129а) и Фонда поддержки научных школ (НШ-8583.2006.1).

волны, в частности профиль давления в волне пузырьковой детонации.

В [8, 14] путем линеаризации система нелинейных уравнений сведена к модельным квазилинейным уравнениям типа Кортевега — де Вриза (КдВ) или Буссинеска с добавочными членами и в предположении малости возмущений давления определен профиль давления и оценена скорость волны пузырьковой детонации.

Таким образом, существует три способа описания волн пузырьковой детонации: это подходы, применявшиеся ранее для расчета газовой детонации; методы численного счета системы уравнений в рамках модели сплошной среды; аналитические методы, основанные на решении уравнений КдВ или Буссинеска. К третьей группе следует отнести и работу [13], где получено квазилинейное эволюционное уравнение с учетом химических реакций, переходящее в уравнение типа КдВ. Из анализа результатов численного расчета распространения ударной волны в пузырьковой среде авторы [13] делают вывод: «Хотя осцилляции пузырей играют решающую роль в инициировании реакции и определяют значения кинетических параметров, но образование уединенной волны является общим свойством систем с неравновесным энерговыделением и не связано напрямую с осцилляциями пузырей. Эволюция исходного сигнала определяется конкуренцией кинетических и диссипативных параметров».

Заметим, что возможность применения модели сплошной среды при численном расчете пузырьковой детонации весьма условна, поскольку среднее расстояние $\langle l \rangle$ между пузырьками сравнимо с зоной релаксации их размера в волне детонации. Волна пузырьковой детонации распространяется, вероятнее всего, по резонансно-коллективному механизму передачи микровзрывов. При этом пузырьки, сжимаясь в поле давления, взрываются и излучают в окружающую жидкость ударные волны, которые в свою очередь сжимают и воспламеняют пузырьки, находящиеся вверх по потоку. В подтверждение этого механизма в волне пузырьковой детонации на всех осциллограммах [4] регистрируются пульсации давления от отдельных пузырьков с амплитудой до $50 \div 80$ МПа, а перед волной — коротковолновое излучение с периодом $\leq \langle l \rangle / c_{ж}$, где $c_{ж}$ — скорость звука в жидкости. В данной работе для учета

коллективного резонансного эффекта и взаимовлияния пузырьков осуществлено моделирование пузырьковой детонации путем получения осредненного аналитического решения из системы уравнений, описывающей волны в пузырьковой среде.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Аналогия между пузырьковой детонацией и уединенной волной

В работах [1–6] отмечалось, что параметры пузырьковой детонации определяются начальными свойствами газожидкостной среды (объемной концентрацией пузырьков β_0 , вязкостью жидкости μ_1) и наблюдается близкое совпадение свойств и структуры волны пузырьковой детонации и уединенной волны в инертной жидкости [4]. Энерговыделение в пузырьках на $10 \div 30$ % увеличивает скорость пузырьковой детонации по сравнению с уединенной волной в инертной среде [3, 4, 6]. На выбор скорости и формирование профиля давления волны пузырьковой детонации основное влияние оказывают нелинейные и дисперсионные свойства среды. Эти экспериментальные факты позволяют взглянуть на пузырьковую детонацию как на еще один пример уединенной волны и расширить их известный список [25–27].

По-видимому, наиболее подробное первое описание уединенной волны колоколообразной формы при движении в канале с водой дано Дж. С. Расселлом в 1834 г., который назвал это явление «волной трансляции». Роль энерговыделения при пузырьковой детонации оказывается схожей с ролью корабля на гребне уединенной волны, которую корабль сформировал при движении на мелкой воде. Поясним это на примерах из морской практики [26]: «Скорость уединенной волны зависит от глубины по формуле $V = \sqrt{g(h + f)}$, где $g = 9.8$ м/с², h и f — соответственно глубина воды и высота волны. В процессе испытаний корабля на глубокой воде ($h = 70$ сажен) скорость 28 узлов была достигнута при мощности двигателя 16 тыс. л. с. Но затем в официальных испытаниях на мелкой воде вблизи берега ($h = 15 \div 20$ сажен) корабль достиг скорости 30 узлов, затрачивая уже мощность 28 тыс. л. с. Хотя при той же мощности в 28 тыс. л. с. в море (на глубине), где уединенная волна не возникала, корабль был способен развить скорость 34 узла».

Эти полезные факты из [26] можно объяснить тем, что на мелкой воде с увеличением скорости корабля, согласно приведенной формуле, происходил рост амплитуды волны f и кораблю приходилось одновременно подниматься на гребень волны и увлекать за собой большую массу воды, затрачивая дополнительную энергию. В волне пузырьковой детонации энерговыделение способствует формированию уединенной волны, увеличению скорости и амплитуды волны при росте энерговыделения аналогично описанному выше кораблю на гребне волны. Исходя из этих фактов, будем рассматривать пузырьковую детонацию как уединенную волну с энерговыделением или коллективный резонанс в пузырьковой среде. Описание солитонов и уединенных волн в инертных пузырьковых средах приведено в работах [28–30].

Математическая постановка задачи (волна пузырьковой детонации при малых амплитудах давления)

Исходные уравнения гидродинамики, описывающие распространение возмущений в пузырьковой среде, записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} &= 0, \\ \rho &= (1 - \beta)\rho_1 + \beta\rho_2; \end{aligned} \quad (1)$$

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + 4 \frac{\nu_1}{R} \frac{dR}{dt} = \frac{p_2 - p}{\rho_1}, \quad (2)$$

где p , p_2 — давление в газожидкостной смеси и пузырьке соответственно, ρ , ρ_1 , ρ_2 — плотность смеси, жидкости и газа соответственно, u — массовая скорость смеси, t — время, β — объемное газосодержание, $\nu_1 = \mu_1/\rho_1$ — кинематическая вязкость жидкости, R — радиус пузырька, индексы 1 и 2 относятся к жидкости и газу соответственно. Предполагается, что жидкость несжимаема, энерговыделение компенсирует потери и волна пузырьковой детонации стационарна.

Поскольку уравнения (1) осреднены по объему среды, примем вязкость жидкости равной вязкости жидкости вдали от границы пузырька. Для $R_0 = 2$ мм в волне пузырьковой детонации $dR/dt \approx 10 \div 10^2$ м/с [4], поэтому

$$\begin{aligned} 1.5 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 &\approx 1.5(10^2 \div 10^4) \gg 4 \frac{\nu_1}{R} \frac{dR}{dt} \approx \\ &\approx \left(\frac{4 \cdot 3 \cdot 10^{-6}}{10^{-3}} \right) (10 \div 10^2) = 0.12 \div 1.2. \end{aligned}$$

Поскольку время сжатия-расширения пузырька $\tau_1 \approx 20$ мкс, то

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} \approx 10^{-3} \frac{10 \div 10^2}{2 \cdot 10^{-5}} = 0.5(10^3 \div 10^4) \gg 1.2$$

и первый член в (2) также заведомо больше вязкостного (здесь принято $\mu_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ Па · с, $\rho = 10^3$ кг/м³, при сжатии пузыря среднее значение $R \approx 10^{-3}$ м). Поэтому влияние вязкости жидкости при выводе уравнения, описывающего уединенную волну, учитывать не будем.

При адиабатическом характере сжатия газа в пузырьке

$$p_2 V_2^\gamma = p_0 V_0^\gamma \quad (3)$$

(V — удельный объем) момент воспламенения t^* зададим условием $R_0/R^* = n_1 (1 < n_1 < 3)$. При этом непосредственно перед воспламенением температура газа равна $T_2^* = T_0 n_1^{3(\gamma-1)}$, а давление — $p_2^* = p_0 n_1^{3\gamma}$. В процессе пульсации пузырька выполняется условие $\delta R = R_0 - R < R_0$. Кроме того, считается, что $\delta p_i = p_i - p_0 < p_0$, $i = 1, 2$. Вначале будем полагать, что время выделения энергии при сгорании газа τ_2 значительно меньше периода пульсаций пузырька τ_1 , поскольку наблюдаемая в опытах длительность свечения продуктов реакции в пузырьке не превышает $2 \div 3$ мкс [4]. При сгорании газа скачок давления в пузырьке составляет $\Delta p_{2 \max} = p_{2 \max} - p_2^* = q^*(\gamma - 1)n_1^3$. Для учета энергопотерь в пузырьке примем $q^* = q_0/k$ ($k > 1$, для стехиометрической ацетиленокислородной смеси $\gamma = 1.33$). В процессе сгорания объем пузырька не изменяется, затем его расширение происходит адиабатически.

Оставляя для уравнения $\delta p_2 = p_2 - p_0$ два первых члена разложения в ряд Тейлора и учитывая выделение тепла в пузырьке и соотношение $\delta V_2/V_{02} = -\delta\rho/\beta_0\rho_0$ (где β_0 — начальное объемное газосодержание), получаем из уравнения (3) выражение для δp_2 до и после воспламенения соответственно:

$$\delta p_2 = \frac{\gamma p_0}{\beta_0 \rho_0} \delta \rho + \frac{\gamma(\gamma + 1)p_0}{2\beta_0^2 \rho_0^2} \delta \rho^2, \quad (4)$$

$$\delta p_2 = (p_0 n_1^{3\gamma} + q^*(\gamma - 1)n_1^3) \times + B\sigma_1 c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\delta\rho)^2 = 0, \quad (10)$$

$$\times \left(\frac{\gamma n_1^3}{\beta_0 \rho_0} \delta\rho + \frac{\gamma(\gamma + 1)n_1^6}{2\beta_0^2 \rho_0^2} \delta\rho^2 \right). \quad (5)$$

Полагая $n_1 = 1 + \varepsilon$, $\varepsilon \ll 1$, и пренебрегая членами второго порядка малости, запишем

$$\delta p_2 = \left(1 + \frac{q^*(\gamma - 1)\sigma}{p_0} \right) \times$$

$$\times \left(c_0^2 \delta\rho + \frac{(\gamma + 1)}{2\beta_0 \rho_0} c_0^2 \delta\rho^2 \right), \quad (6)$$

где $\sigma(t - t^*) = \begin{cases} 0, & t - t^* < 0 \\ 1, & t - t^* > 0 \end{cases}$, $c_0 = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0 \beta_0}}$ — низкочастотная скорость звука в пузырьковой среде (в частности, в воде $c_0 = 93$ м/с при $\beta_0 = 2\%$ и $p_0 = 0.1$ МПа).

С учетом (6) уравнение (2) приобретает вид

$$\alpha_1 \frac{d^2 \rho}{dt^2} - \alpha_2 \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 +$$

$$+ \left(1 + \frac{\alpha_3 \sigma}{p_0} \right) [c_0^2 \delta\rho + Bc_0^2 (\delta\rho)^2] = \delta p, \quad (7)$$

где $B = \frac{\gamma + 1}{2\beta_0 \rho_0}$, $\alpha_1 = \frac{R_0^2}{3\beta_0}$, $\alpha_2 = \frac{R_0^2}{6\rho_0 \beta_0^2}$, $\alpha_3 = q^*(\gamma - 1)$.

С учетом используемых приближений $\alpha_2 \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 < \delta p_2$, поэтому членом $\alpha_2 \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2$ в (5) можно пренебречь. Поскольку скорость смеси u мала, систему уравнений (1) можно упростить:

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (8)$$

Исключив отсюда u , получим

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0. \quad (9)$$

Дважды продифференцировав по времени уравнение (7) и подставив в него плотность, определенную из (9), запишем

$$\alpha_1 \frac{\partial^4 p}{\partial t^2 \partial z^2} + \sigma_1 c_0^2 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} +$$

где $\sigma_1 = 1 + \alpha_3 \sigma / p_0$. Первый член в (10) отражает влияние инерции жидкости и приводит к зависимости скорости звука от частоты (явлению дисперсии), третий член уравнения — результат проявления нелинейных свойств пузырьковой среды.

Используя первое акустическое приближение в бегущей волне $\delta p \simeq c_0^2 \delta\rho$, уравнение (10) перепишем в виде

$$\alpha_1 \frac{\partial^4 p}{\partial t^2 \partial z^2} + \sigma_1 c_0^2 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} +$$

$$+ B\sigma_1 c_0^{-2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\delta p)^2 = 0. \quad (11)$$

Полученное уравнение описывает распространение волн с диспергирующими и нелинейными свойствами и аналогично нелинейному уравнению Буссинеска.

Будем искать стационарные решения уравнения (11) в виде $p - p_0 = f(\xi)$, где $\xi = z - Ut$, U — скорость уединенной волны. Уравнение (11) в новых переменных принимает вид

$$\alpha_1 U^2 \frac{\partial^4 f}{\partial \xi^4} + (\sigma_1 c_0^2 - U^2) \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} +$$

$$+ \frac{\gamma + 1}{2\gamma} U^2 \sigma_1 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \left(\frac{\delta f^2}{p_0} \right) = 0, \quad (12)$$

при краевых условиях

$$f, f_\xi, f_{\xi\xi} \xrightarrow{\xi \rightarrow \pm\infty} 0. \quad (13)$$

Чтобы получить аналитическое решение (12), положим $\sigma_1 = \langle \sigma_1 \rangle = 1 + \frac{\alpha_3}{p_0} \langle \sigma \rangle = 1 + \frac{\alpha_3}{2p_0}$, где $\langle \sigma \rangle$ — среднее значение σ , подразумевающее равномерное энерговыделение в волне. При этом для $\langle \sigma \rangle$ потребуем выполнение условий $\left| \frac{\partial \langle \sigma \rangle}{\partial t} \right| \ll \left| \frac{\langle \sigma \rangle}{\delta p} \frac{\partial \delta p}{\partial t} \right|$ и $\left| \frac{\partial^2 \langle \sigma \rangle}{\partial t^2} \right| \ll \left| \frac{\langle \sigma \rangle}{\delta p} \frac{\partial^2 \delta p}{\partial t^2} \right|$, которые получаются из (6) дифференцированием по времени. Физически данные условия означают не ступенчатое, а распределенное во времени энерговыделение в волне из-за случайного расположения пузырьков и различия их диаметров. Интегрируя уравнение (12) дважды по ξ с учетом (13), получим дифференциальное уравнение

$$\alpha_1 U^2 \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} - (U^2 - \langle \sigma_1 \rangle c_0^2) \delta f - \langle \sigma_1 \rangle U^2 \frac{(\gamma + 1)}{2\gamma} \frac{(\delta f)^2}{p_0} = 0. \quad (14)$$

Решение (14) ищем в виде

$$\delta f = p - p_0 = \frac{\Delta p_0}{\text{ch}^2(\xi/l)}. \quad (15)$$

Находя из (15) $\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2}$ и подставляя в (14), из условий для $\xi = 0$, $\xi \rightarrow \infty$ получаем

$$U = c_0 \sqrt{\frac{\langle \sigma_1 \rangle}{1 - \frac{\langle \sigma_1 \rangle (\gamma + 1) \Delta p_0}{3\gamma p_0}}}, \quad (16)$$

$$l = \sqrt{\frac{12\gamma\alpha_1}{\langle \sigma_1 \rangle (\gamma + 1) \Delta p_0 / p_0}}, \quad (17)$$

где l — половина ширины волны, соответствующей 0.42 высоты волны. Из (16) с учетом малости членов $\Delta p_0/p_0$ следует

$$U \simeq c_0 \sqrt{\langle \sigma_1 \rangle \left(1 + \frac{\langle \sigma_1 \rangle (\gamma + 1) \Delta p_0}{3\gamma p_0} \right)}. \quad (18)$$

Возвращаясь в (15) к p и переменным (z, t) , запишем:

$$\delta p(z, t) = \frac{\Delta p_0(U)}{\text{ch}^2\left(\frac{z - Ut}{l}\right)}, \quad (19)$$

где $\Delta p_0(U) = \frac{(U^2 - \langle \sigma_1 \rangle c_0^2)}{\langle \sigma_1 \rangle U^2} \frac{3\gamma p_0}{\gamma + 1}$ — амплитуда волны. Видно, что амплитуда волны зависит от скорости волны и величины энерговыделения.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Полученные выражения для профиля давления применимы для малых амплитуд давления и энерговыделения. В [31–33] решена задача об уединенных волнах в жидкости с конечной пикообразной амплитудой и показано, что профиль волны описывается специальными функциями. Специальные функции в приближении длинных волн можно разложить

на элементарные (экспоненциальные) функции, описывающие малые возмущения среды. Поэтому попытаемся выяснить применимость аналитической зависимости (19) для расчета конечных амплитуд давления, сравнивая выражение (19) с осредненным экспериментальным профилем давления.

На рис. 1 приведены характерные осциллограммы давления в волне пузырьковой детонации, полученные двумя разными датчиками

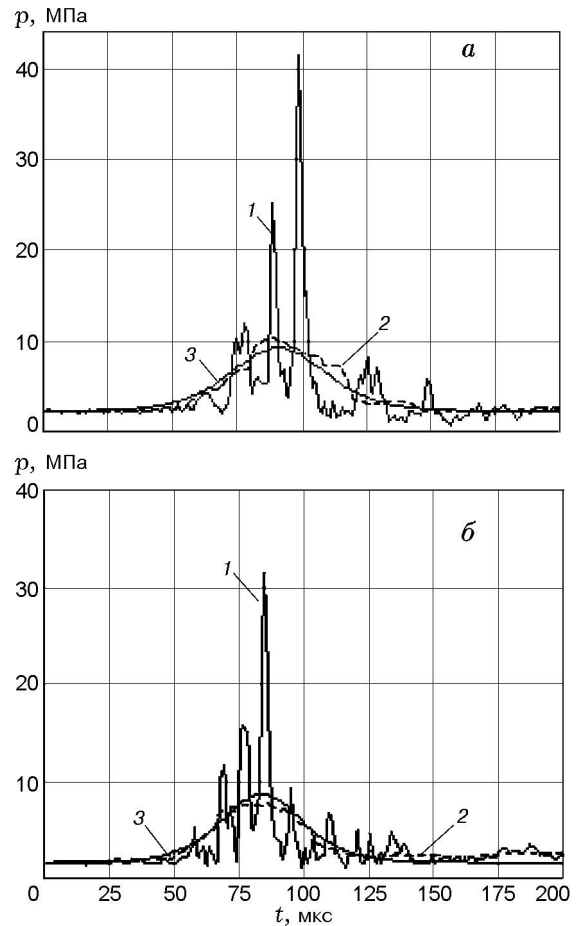


Рис. 1. Сопоставление типичных осциллограмм давления [34] в волне пузырьковой детонации на первом (а) и втором (б) датчиках давления с полученными аналитическими зависимостями:

1 — экспериментальный профиль давления; 2 — давление, полученное осреднением осциллограммы 1; 3 — профиль давления, вычисленный по (19); газовая смесь $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$, жидкость — 75 % $\text{H}_2\text{O} + 25$ % глицерина ($\mu_1 = 2.3 \cdot 10^{-3}$ Па·с), $U = 750$ м/с, $\Delta p_0 = 7$ МПа, $\gamma = 1.33$, $q_0 = 15.2$ МДж/м³, $k = 42$, $\langle \sigma_1 \rangle = 1.6$

давления. Длительность волны ≈ 70 мкс, амплитуды давления в пиках превышают $30 \div 40$ МПа и зависят от случайного взаимного положения пузырька возле датчика. Профиль давления 2 получен численным осреднением пульсаций давления 1 с шириной полосы осреднения ≈ 36 мкс (2.5 см), профили 3, вычисленные по формуле (19), построены при дополнительном условии равенства площадей под кривыми 2 и 3. Осредненные экспериментальные кривые 2 и теоретическая зависимость 3 хорошо согласуются между собой также и при других начальных параметрах пузырьковой среды. Это является основанием для использования зависимости (19) для аппроксимации экспериментального профиля давления при любых конечных амплитудах давления и расчетов поведения пузырьков в осредненном поле давления.

Аналогичное сопоставление экспериментальных данных для ширины и скорости волны пузырьковой детонации в зависимости от объемного газосодержания и соответствующих аналитических зависимостей (17), (18), где с учетом определения l (полуширина волны на 0.42 ее высоты) примем $l_w = 4l$, приведено на рис. 2. Обе аналитические зависимости удовлетворительно совпадают с экспериментом. Поскольку период пульсаций пузырька $\tau_1 \approx 20$ мкс, то видно, что длительность волны пузырьковой детонации $\tau_w = l_w/U$ в предлагаемой нами модели превышает значение τ_1 в 3–4 раза. Этот результат согласуется с экспериментальными данными, поскольку наблюдаемая в опытах длительность волны пузырьковой детонации составляет $60 \div 70$ мкс. В отличие от этого получаемая при численном расчете в работах [7, 9, 12, 15, 18–20] основная пиковая длительность волны пузырьковой детонации практически совпадает с первым периодом колебания пузырька. Это свидетельствует о том, что не учитывается взаимовлияние газовых пузырьков друг на друга.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель уединенной волны с энерговыделением в пузырьках пригодна для описания волн пузырьковой детонации. Аналитическое решение уравнения Буссинеска для малых амплитуд давления удовлетворительно описывает осредненные по длине экспериментальные профили давления в волнах пузырьковой детонации при больших амплитудах давления.

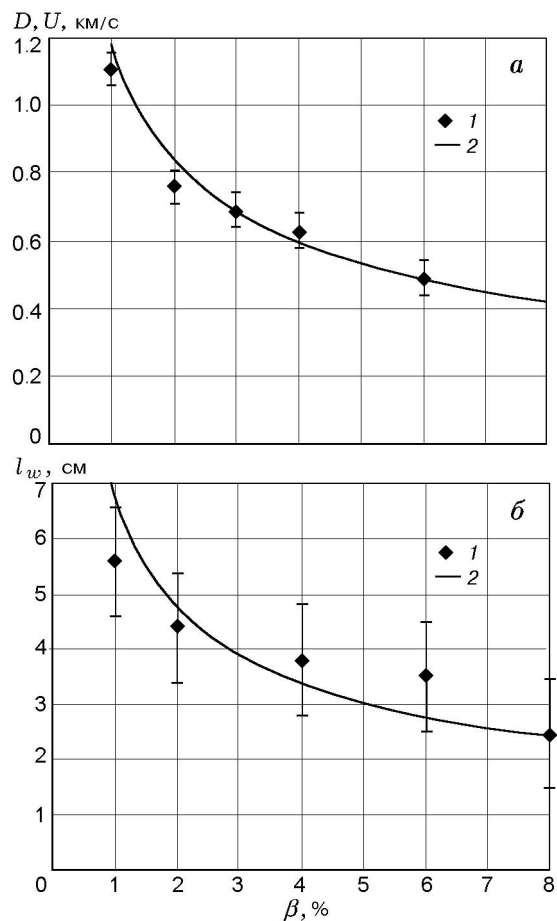


Рис. 2. Экспериментальные [4–6] (1) и теоретические (2) зависимости скорости (а) и ширины (б) волны пузырьковой детонации от начальной объемной концентрации газовой фазы (газовая смесь $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$, жидкость — 75 % $\text{H}_2\text{O} + 25$ % глицерина)

В предложенной модели время действия области сжатия уединенной волны на пузырек в 3–4 раза превышает период его колебания, что согласуется с экспериментом и подтверждает наличие коллективного резонансного эффекта в пузырьковой среде. Это выгодно отличает предложенную модель от других моделей пузырьковой детонации. Теоретические результаты для профиля давления, протяженности и скорости волны пузырьковой детонации удовлетворительно совпадают с экспериментальными результатами.

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. Черногловка, 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. Черногловка: 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 // Proc. of 16th Intern. Symp. on Shock Tubes and Waves, Aachen, 1987. Weinheim, 1988. P. 371–376.
8. **Красный Ю. П., Михо В. В.** Самоподдерживающаяся нелинейная волна детонации в жидкости с пузырьками горючего газа // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 2. С. 75–81.
9. **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.
10. **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. 850–854.
11. **Ляпидевский В. Ю.** О скорости пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 4. С. 138–140.
12. **Замараев Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч.** Волны в химически активной пузырьковой среде // ПМТФ. 1990. № 2. С. 20–26.
13. **Борисов А. А., Шарыпов О. В.** О формировании волны пузырьковой детонации // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1990. Вып. 2. С. 50–59.
14. **Beylich A. E., Gulhan A.** Waves in reactive bubbly liquids // *Adiabatic Waves in Liquid-Vapor Systems: IUTAM Symp., Gottingen, 1989.* Berlin: Springer, 1990. P. 39.
15. **Троцюк А. В., Фомин П. А.** Модель пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 129–136.
16. **Митрофанов В. В.** Детонационные волны в гетерогенных средах: Учеб. пособие. Новосибирск: Изд-во НГУ, 1988.
17. **Митрофанов В. В.** Детонация гомогенных и гетерогенных систем. Новосибирск: Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 2003.
18. **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.
19. **Kedrinskii V. K., Fomin P. A., Taratuta S. P., Vasiliev A. A.** Phase transition role in a bubbly detonation problems // *Proc. of 22nd Intern. Symp. on Shock Waves, Imperial College, London, 18–23 July, 1999.*
20. **Kedrinskii V. K., Zamaraev F. N.** Wave amplification in chemically active bubbly media // *Proc. of 17th Intern. Symp. on Shock Tube and Shock Wave, July 17–21 1989, Lehigh University, USA.*
21. **Иорданский С. В.** Об уравнениях движения жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1960. № 3. С. 102–110.
22. **Когарко Б. С.** Об одной модели кавитирующей жидкости // Докл. АН СССР. 1961. Т. 137, № 6. С. 1331–1333.
23. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1, 2.
24. **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.
25. **Лонгрэн К., Скотт Э.** Солитоны в действии. М.: Мир, 1981.
26. **Крылов А. Н.** Влияние глубины моря на результаты испытаний миноносца «Быстрый» // *Собрание трудов академика А. Н. Крылова.* М.; Л.: АН СССР. 1949. Т. IX, ч. 2. С. 119–126.
27. **Новокшенов В. Ю.** Введение в теорию солитонов. Ижевск: Ин-т компьютерных исследований, 2002.
28. **Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е.** Теплообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984.
29. **Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р.** Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1983.

-
30. **Огородников И. А.** Резонансное формирование уединенных волн в среде со структурой. Новосибирск, 1983. (Препр. / АН СССР. Сиб. отделение. Ин-т теплофизики; № 90-83).
31. **Karabut E. A.** Asymptotic expansions in the problem of a solitary wave // *J. Fluid Mech.* 1996. V. 319. P. 109–123.
32. **Karabut E. A.** An approximation for the highest gravity waves on water of finite depth // *J. Fluid Mech.* 1998. V. 372. P. 45–70.
33. **Карабут Е. А.** Аппроксимация для наивысших волн в жидкости // *Динамика сплошной среды.* Новосибирск: Инст-т гидродинамики СО РАН, 1998. Вып. 113. С. 73–78.
34. **Кочетков И. И., Пинаев А. В.** Об условиях инициирования пузырьковой детонации // *Физика горения и взрыва.* 2007. Т. 43, № 2. С. 84–90.

Поступила в редакцию 1/VIII 2006 г.
