

УДК 532.529+532.528

ВТОРИЧНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ПОЛИДИСПЕРСНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЕ

Д. В. Воронин, Г. Н. Санкин, В. С. Тесленко,
Р. Меттин*, В. Лаутерборн*

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

* Drittes Physikalisches Institut, Universität Göttingen, 37073 Göttingen, Germany

Теоретически и экспериментально исследован процесс волнового взаимодействия пузырьков в кавитационном кластере. Обнаружено, что на ранней стадии формирования пузырькового кластера образуются две группы пузырьков с различными фазами колебаний и временем коллапса. Показано, что мелкие пузырьки, аккумулирующие энергию в первоначальной импульсной акустической волне, коллапсируют в поле внутреннего положительного давления кластера. Методом численного моделирования определена и экспериментально зарегистрирована вторичная волна сжатия, генерируемая инерционным расширением крупных пузырьков, амплитуда которой сравнима с амплитудой первоначального импульса. При импульсном сжатии в кластере обнаружено сокращение периода колебания и усиление коллапса микропузырьков.

Ключевые слова: кавитация, пузырьки, ударные волны, моделирование.

Введение. Исследованию волновых процессов в пузырьковых средах посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ [1–3]. Взаимодействие пузырьков в поле внешних импульсных волн осуществляется посредством вторичных акустических волн, картина распространения которых пока не вполне ясна. Актуальность изучения волнового взаимодействия внутри кавитационного пузырькового кластера возросла в связи с исследованиями явления многопузырьковой сонолюминесценции [4].

Известно, что при коллапсе кавитационного пузырька происходит сферическая кумуляция энергии [5, 6]. При этом наблюдаются короткие вспышки света и возникают ударные волны с интенсивностью, зависящей от динамики пузырьков [7, 8]. В процессе коллапса в поле ударной волны с плоским фронтом форма пузырьков значительно отличается от сферической [9], а внутри пузырька формируется кумулятивная струя.

Дальнейшие исследования кавитации показали, что кавитационное облако в процессе его формирования в фокусируемом акустическом импульсе разрежения является источником волны сжатия [10, 11]. Аналогичный эффект наблюдается при движении импульсных акустических волн от плоского излучателя. Одиночная волна разрежения при прохождении через пузырьковую среду может трансформироваться в волну сжатия [12]. Колебания возникших пузырьков порождают вторичные акустические волны, которые интерферируют и при определенных условиях генерируют мощную вторичную волну сжатия, амплитуда которой сравнима с амплитудой первоначального импульса [13, 14].

В результате математического анализа кластера пузырьков в стационарном ультразвуковом поле обнаружен эффект интенсификации коллапса вследствие взаимодействия пузырьков разного размера [15]. Воздействие на микропузырьки вторичных волн сжатия

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 00-02-17992, 01-02-06444-мас, 02-02-06838-мас) и Немецкой службы академических обменов (грант № А/00/01480).

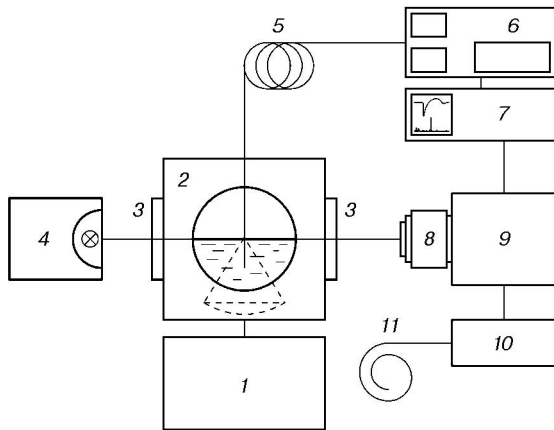


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — генератор импульсов тока, 2 — кювета, 3 — смотровые окна, 4 — лампа-вспышка, 5 — световод, 6 — датчик давления, 7 — осциллограф, 8 — микрофон, 9 — высокоскоростная камера, 10 — генератор задержанных импульсов, 11 — антенна

с амплитудой, превышающей 10 МПа, которое проявляется в свечении кластера, экспериментально исследовано в [16]. Здесь коллапс некоторых пузырьков происходит в среде с квазиизотропно распределенными пузырьками.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию динамики кластера пузырьков разного диаметра при кавитации, их взаимодействия, а также определению условий, при которых происходит интенсификация коллапса пузырьков в кластере.

Эксперимент. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Кавитация индуцировалась вдали от границ жидкости электромагнитным генератором ударных волн с установленным на дно кюветы излучателем, представляющим собой сегмент сферы с апертурой $D = 70$ мм и фокусным расстоянием $F = 55$ мм. В генераторе низкоиндуктивная (менее 5 нГн) емкость (2 мкФ) соединена с высоковольтным импульсным зарядным устройством [17]. При разряде емкости в катушке излучателя формируется мощный импульс тока. Происходит диффузия магнитного поля через мембрану, которая магнитным давлением выталкивается в жидкость. Так как мембрана имеет форму сегмента сферы, в жидкости формируется сходящийся импульс давления. Начальное давление p_m в волне вблизи мембраны задавалось напряжением на накопительном конденсаторе. Кювета имела два стеклянных окна для проведения киносъемки и наблюдения свечения в жидкости. Все расстояния между фокусом и границами кюветы превышали половину пути, проходимого звуком за время наблюдения. Использовалась дистиллированная деминерализованная вода, насыщенная газом в условиях комнатной атмосферы. Исследования проводились при комнатной температуре. Давление измерялось оптоволоконным датчиком FOPN 300 [18]. Установка световода осуществлялась с помощью микрометрических винтов. Координаты конечного положения световода отсчитывались от точки фокуса излучателя, определенной по максимальному значению амплитуды давления для зарядного напряжения 5 кВ (ось z совпадает с осью симметрии излучателя, точка с координатами $z = r = 0$ — с его фокусом). Для наблюдения за распространением ударных волн и динамикой пузырьков использовалась высокоскоростная камера IMACON 468 (DRS Hadland LTD, 8 кадров, время экспозиции 10 нс). Требуемое увеличение до 3 мкм на пиксель достигалось длиннофокусным отражательным микроскопом QM 100 (Questar). Объект освещался с тыльной стороны мощной ксеноновой лампой (500 Дж, длительность вспышки 50 мкс). Вспышка располагалась на большом расстоянии (более 1 м) от кюветы, так чтобы пучок света, отраженный зеркалом, был слабо расходящимся. Использование описанной методики позволило наблюдать как кавитационные пузырьки, так и ударные фронты, создающие градиенты показателя преломления. Сигналы записывались цифровым осциллографом TDS 784A (Tektronix, аналоговый вход 1 ГГц). Запуск осциллографа и камеры осуществлялся через

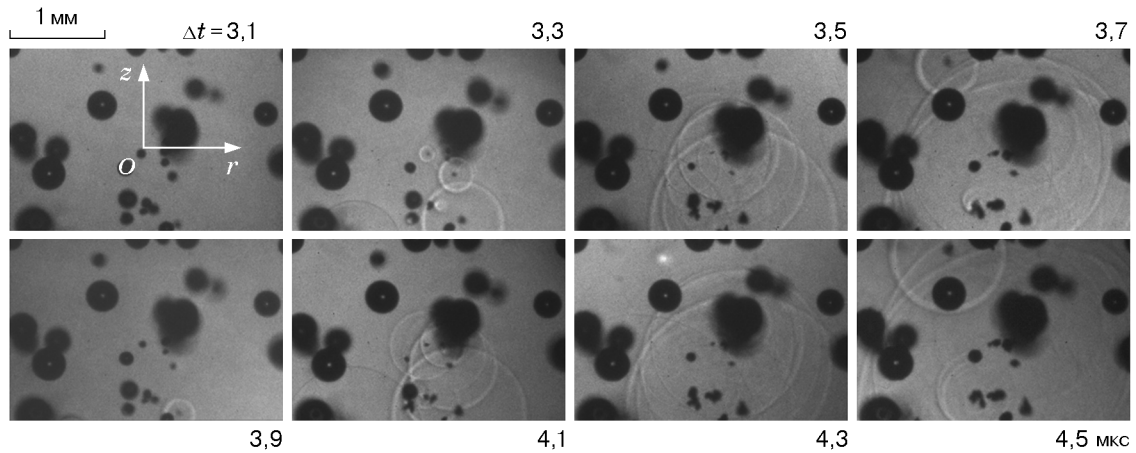


Рис. 2. Кадры высокоскоростной микроскопической киносъемки центральной области кластера

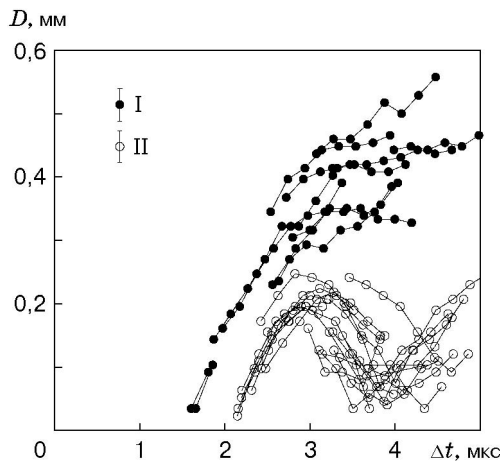


Рис. 3. Зависимость диаметра пузырьков в центре кластера от времени:
I — пузырьки первой группы, II — пузырьки второй группы

генератор задержанных импульсов от вызванной разрядом генератора наводки на антенне. Время Δt отсчитывалось с момента прихода волны сжатия в точку наблюдения.

Как показано ранее (см., например, [19]), развитие кавитационного облака происходит в сходящейся волне, состоящей из фазы сжатия и последующей фазы разрежения. Зона кавитации представляет собой эллипсоид вращения (с длиной вдоль оси 15 мм и диаметром в поперечном сечении 6 мм). Это обусловлено тем, что зона распределения отрицательного пика давления также имеет форму эллипсоида вращения.

С использованием киносъемки измерялись координаты центра и диаметр пузырьков в кластере (рис. 2). На рис. 2 точка O имеет координаты $z = -4,5$ мм, $r = 0$. На рис. 3 приведена зависимость диаметра пузырьков от времени Δt . В результате статистической обработки данных в интервале $\Delta t = 3 \div 4$ мкс выделены две группы пузырьков: I — растущие пузырьки, II — захлопывающиеся пузырьки. Обнаружено, что период колебания пузырька зависит от времени достижения зародышем регистрируемых размеров. Из рис. 3 следует, что пузырьки первой группы становятся регистрируемыми через 1,6 мкс, пузырьки второй группы — через 2,1 мкс после прихода фронта волны сжатия. Пузырьки второй группы коллапсируют в моменты времени из интервала $3,5 \div 4,5$ мкс на фоне роста крупных пузырьков. После первого коллапса расширение пузырьков второй группы происходит с сохранением сферической формы. Распределение пузырьков второй группы

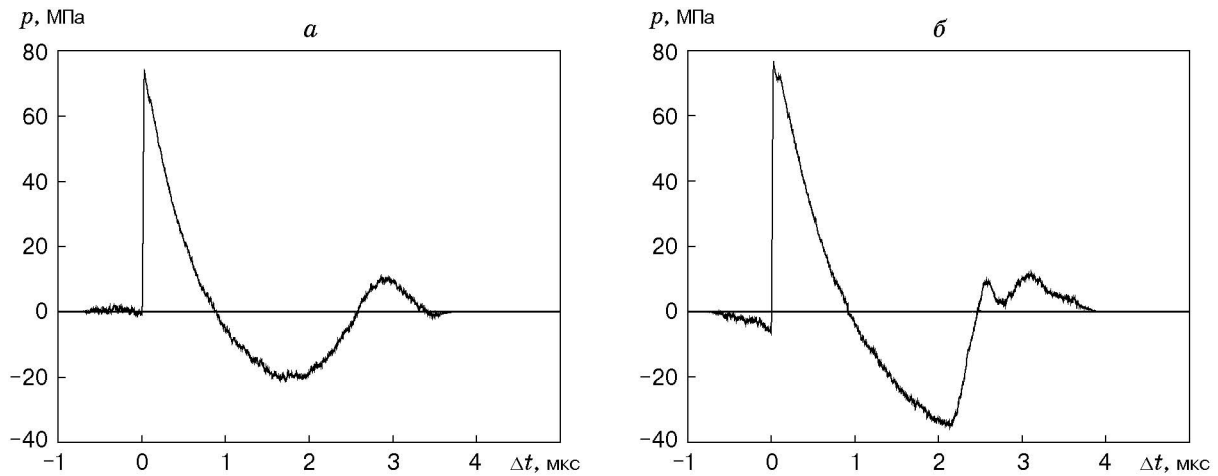


Рис. 4. Зависимость давления в фокусе $z = r = 0$ от Δt :
 а — $p_M = 4,3$ МПа; б — $p_M = 5,9$ МПа

по координате r имеет ширину по попувысоте 1,2 мм. Распределение пузырьков обеих групп вдоль оси z однородно. Позднее указанного момента времени происходит расширение пузырьков обеих групп, вследствие чего они увеличиваются примерно до одинаковых размеров.

Давление измерялось в области вне кавитационного облака. На рис. 4 представлены профили давления при $p_M = 4,3$ МПа (случай без развитой кавитации) и $p_M = 5,9$ МПа (случай с развитой кавитацией) в фокусе излучателя $r = 0, z = 0$. Для $p_M = 5,9$ МПа в интервале времени $\Delta t = 2,5 \div 2,8$ мкс наблюдался дополнительный пик давления с амплитудой положительной фазы до 10 МПа, следующий непосредственно за волной разрежения (рис. 4, б). Отрицательная составляющая сигнала перед фронтом ударной волны вблизи фокуса ($|z| \leq 5$ мм) обусловлена отражением диагностирующего луча датчика от фронта ударной волны* и может быть сведена к нулю поворотом оптического волокна на угол более 30° . На рис. 4, а профиль давления (фронт нарастания, длительность и амплитуда импульсов сжатия и разрежения) аналогичен профилю давления, измеренному в случае отсутствия кавитации [18]. Амплитуда волн от захлопывающихся пузырьков (см. рис. 2), подробно рассмотренная в работах [20, 21], в данном случае находилась ниже порога чувствительности датчика.

Из анализа результатов численных расчетов следует, что причиной указанного поведения мелких пузырьков является влияние находящихся вблизи крупных пузырьков. Синхронно расширяясь по инерции, приобретенной в первоначальной волне, пузырьки вытесняют жидкость из межпузырькового пространства, переизлучая звуковую энергию в виде сферической волны. В результате интерференции волн, рассеявшихся на отдельных пузырьках, непосредственно за фазой разрежения первоначальной волны формируется импульс повышенного давления (рис. 4, б), расходящийся от кавитационного облака в конусе, ось которого совпадает с осью симметрии излучателя. При этом давление в кавитирующей за волной жидкости приобретает осциллирующий характер, что впервые обнаружено в [11, 12] и подтверждается приведенными ниже результатами расчетов.

Математическое моделирование. Экспериментальные данные показывают, что при прохождении акустической волны в кавитирующей жидкости поведение пузырьков существенно различное. Можно выделить две группы пузырьков со значительно различающимся временем первого коллапса. Для того чтобы выяснить причины этого различия,

* Частное сообщение В. Эйзенменгера.

а также исследовать механизм образования вторичных волн и характер взаимодействия пузырьков, осуществлялось моделирование движения инициирующего импульса через одиночный пузырек или комплекс пузырьков с различными диаметрами, расположенных на определенном расстоянии друг от друга.

Рассмотрим течение в вертикально расположенной круглой трубе, заполненной водой, при начальном давлении $p_0 = 0,1$ МПа. В центр трубы помещались пузырьки газа при том же давлении. Система жидкость — пузырьки газа первоначально находилась в состоянии статического равновесия, скорость среды была равна нулю. Импульс инициировался на нижнем закрытом конце трубы и представлял собой плоскую синусоидальную волну, состоящую из фаз сжатия и разрежения. Длина каждой фазы 5 мм, амплитуда волн $\pm 11,5$ МПа. Между фазами сжатия и разрежения существует задержка времени прихода волны, в большинстве расчетов равная 2 мм. Характер импульса согласуется с приведенными выше данными эксперимента. Через определенное время импульс давления проходит через пузырьки, система приобретает существенно неравновесный характер с образованием вторичных волн. При детальном исследовании механизма образования и взаимодействия волн в некоторых расчетах инициирующий импульс рассматривался в виде либо только фазы разрежения, либо только фазы сжатия. Предполагалось, что боковые стенки трубы закрыты (твердые стенки), а верхний конец открыт.

Характер импульса, начальное положение пузырьков и граничные условия позволяют считать течение аксиально-симметричным (осью симметрии является ось трубы). Начало системы координат находится на оси симметрии у нижнего конца трубы. Ось z (вдоль оси трубы) совпадает с направлением движения инициирующего импульса, а ось r расположена нормально к оси z .

Течение двухфазной сжимаемой среды жидкость — пузырьки газа описывается нестационарными двумерными уравнениями сохранения массы, импульса и энергии без учета диффузионных эффектов

$$\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{a}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{b}}{\partial r} = -\frac{1}{r} \bar{f},$$

$$\bar{\sigma} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E), \quad \bar{a} = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, u(\rho E + p)),$$

$$\bar{b} = (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, v(\rho E + p)), \quad \bar{f} = (\rho v, \rho uv, \rho v^2, v(\rho E + p)). \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность; u, v — компоненты вектора скорости в направлении осей z и r соответственно; E — полная энергия на единицу массы; p — давление.

Нижняя граница расчетной области — ось симметрии трубы. Условие непротекания ставится на боковых ($v = 0$) и нижней ($u = 0$) границах. Граничные условия на верхнем конце трубы соответствуют условиям на свободной поверхности.

Будем считать, что газ в пузырьке удовлетворяет уравнению состояния идеального газа. Тогда замыкающие соотношения для системы (1) в газовой фазе имеют вид

$$E = E_{\text{в}} + (u^2 + v^2)/2, \quad E_{\text{в}} = p/((\gamma - 1)\rho),$$

где $E_{\text{в}}$ — внутренняя энергия на единицу массы; γ — показатель адиабаты.

Течение в жидкости описывается первыми тремя уравнениями системы (1) (без закона сохранения энергии). Для замыкания использованы соотношения [22], определяющие ударную адиабату воды:

$$D = C + LU, \quad \rho(D - U) = \rho_0 D,$$

$$p = \rho_0 DU + p_0, \quad E = (p + p_0)(1/\rho_0 - 1/\rho)/2 + E_0,$$

где D — скорость ударной волны; U — массовая скорость за фронтом ударной волны; L, C — постоянные; индекс 0 соответствует начальному состоянию.

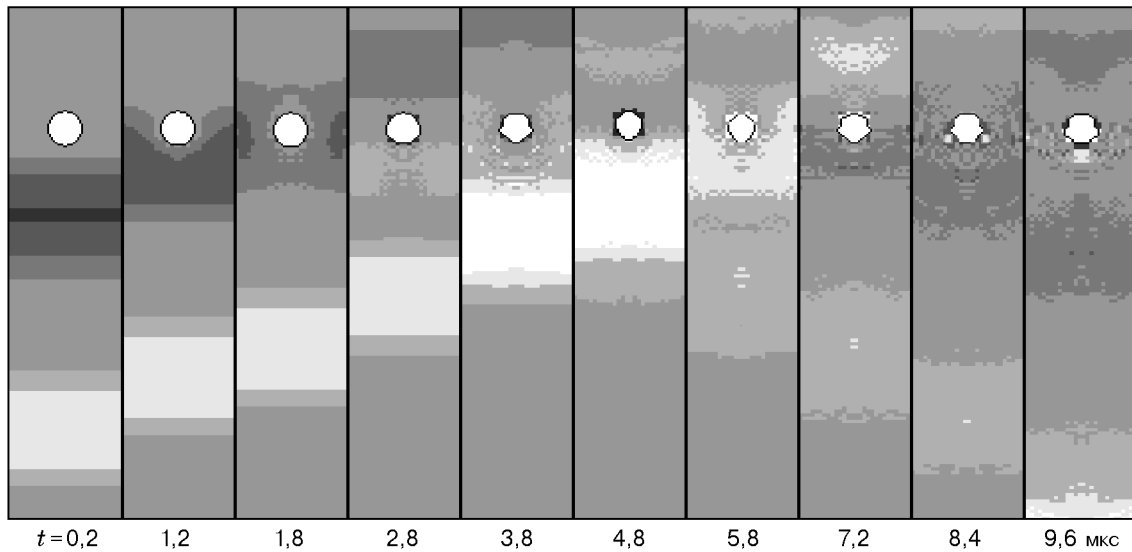


Рис. 5. Кинограмма поведения одиночного пузырька в акустической волне

Задача решена численно с использованием метода индивидуальных частиц, разработанного в [23]. Аналогичная задача для одиночного пузырька с химически активным газом решена в [24]. В настоящей работе особое внимание уделено исследованию взаимного влияния пузырьков. Нестационарные поля основных термодинамических параметров рассчитывались как внутри каждого пузырька, так и во внешнем течении жидкости. Предполагалось, что граница между жидкостью и пузырьком представляет собой контактный разрыв, на котором выполняются условия равенства давлений по разные стороны от разрыва и непрерывности нормальной к разрыву составляющей вектора скорости среды. С течением времени газовый пузырек может деформироваться, дробиться, а также слипаться с другими пузырьками.

Результаты расчетов. В расчетах использовались следующие значения параметров: для жидкости $\rho_{01} = 1 \text{ г/см}^3$, $C = 1,7 \text{ км/с}$, $L = 1,7$; для воздуха $\rho_{02} = 1,225 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$, $\gamma = 1,4$. Размеры расчетной области $z \times r = 35 \times 4 \text{ мм}$.

На рис. 5 представлена расчетная кинограмма распространения импульса давления в воде с одиночным газовым пузырьком. Начальный радиус пузырька $R_0 = 0,5 \text{ мм}$, координаты его центра $z_0 = 12,8 \text{ мм}$, $r_0 = 0$. Темные тона на кинограмме соответствуют волнам сжатия, светлые — волнам разрежения, амплитуда волн показана различными оттенками серого цвета. Отсчет времени ведется с начала движения импульса от нижнего конца трубы. При $t = 0,4 \text{ мкс}$ волна сжатия достигает пузырька, а к моменту $t = 2,5 \text{ мкс}$ покидает его окрестность. В волне сжатия пузырек начинает сжиматься, этот процесс по инерции продолжается и за ней. Фаза сжатия длится до момента $t = 5 \text{ мкс}$, при этом объем пузырька уменьшается приблизительно в два раза. При обтекании пузырька волна сжатия теряет существенную часть своей энергии, ее амплитуда при $t = 2,8 \text{ мкс}$ и в последующие моменты времени составляет около 4 МПа. Часть энергии волны аккумулируется пузырьком при его сжатии. Кроме того, при отражении от поверхности раздела жидкость — газ формируется вторичная волна разрежения, которая хорошо видна под пузырьком на четвертом кадре рис. 5. При $t = 4,6 \text{ мкс}$ фаза разрежения начального импульса достигает пузырька. Ее отражение от свободной поверхности, а также начавшийся процесс расширения пузырька приводят к образованию вторичной волны сжатия. К моменту $t = 9,6 \text{ мкс}$ формируется движущийся к открытому концу трубы комплекс из инициирующего импульса и вторичной волны сжатия, интенсивность которых сопоставима по величине. При

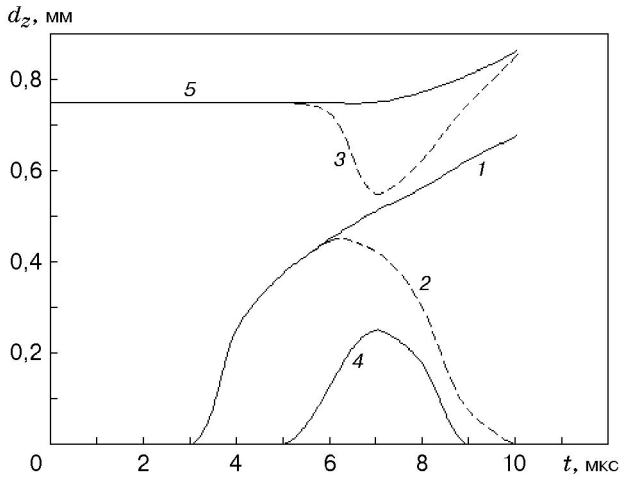


Рис. 6. Изменение продольного размера пузырьков d_z в волнах разрежения:

1 — одиночный зародыш; 2, 3 — зародыш и большой пузырек при первоначальном прохождении волны через зародыш; 4, 5 — зародыш и большой пузырек при первоначальном прохождении волны через большой пузырек

уменьшении начального радиуса пузырька картина качественно не меняется [13, 14]. При этом процессы отражения от поверхности раздела играют менее значительную роль, минимальные размеры коллапсирующих пузырьков уменьшаются, что приводит к увеличению амплитуды вторичной волны сжатия и уменьшению ее длины. Как видно на 8–10-м кадрах рис. 5, поверхность пузырька при прохождении импульса неустойчива, образуются торoidalные волны. Характер этих волн нерегулярный вследствие внешнего существенно нестационарного течения, вызванного, в частности, влиянием стенок трубы. Центр масс пузырька за указанное время существенно не смещается.

Из изложенного выше следует, что в первоначальной фазе сжатия увеличивается внутренняя энергия газового пузырька, а вторичная волна сжатия образуется при быстром падении давления в его окрестности. Поэтому для изучения механизма образования вторичных волн естественно исследовать движение одиночной волны разрежения в жидкости и сопутствующий ему процесс расширения микропузырька до видимых размеров.

Результаты нескольких вариантов расчетов изменения продольного размера пузырька в волнах разрежения приведены на рис. 6.

Данные, представленные на рис. 7, соответствуют распространению волны разрежения той же амплитуды и длительности, что и в приведенных выше расчетах. В точке с координатами $z = 7,5$ мм, $r = 0$ расположен центр микропузырька радиусом 10 мкм, находящегося первоначально в состоянии динамического равновесия с жидкостью при $p_0 = 0,1$ МПа (на первом кадре рис. 7 он невидим из-за малости размеров). В волне разрежения зародыш пузырька начинает расширяться, порождая вторичную волну сжатия, близкую к сферической и хорошо различимую, например, на пятом кадре. При этом в силу неустойчивости границы раздела жидкость — газ на поверхности пузырька образуется волна, придающая жидкости форму струи (восьмой, десятый кадры). К моменту $t = 10$ мкс средний радиус возникшего пузырька уже превышает 300 мкм. Изменение продольного размера пузырька d_z во времени показано кривой 1 на рис. 6.

Рассмотрим процесс зарождения пузырька в жидкости с уже существующими достаточно большими пузырьками. Результаты моделирования представлены на рис. 8. Начальные параметры падающей волны и микропузырька те же, что и в предыдущем случае. Центр пузырька находится в точке $z = 7$ мм, $r = 0$. В точке $z = 10,35$ мм, $r = 0$ расположен центр второго пузырька радиусом 0,35 мм, также находящегося в динамическом равновесии. На начальных этапах процесс расширения микропузырька протекает так же, как на рис. 7. Он становится видимым к моменту $t = 3,5$ мкс, в это же время в окрестности большого пузырька начинает формироваться волна сжатия. Расширяющийся первый пузырек генерирует вторичную волну сжатия, которая к моменту $t = 6$ мкс достигает

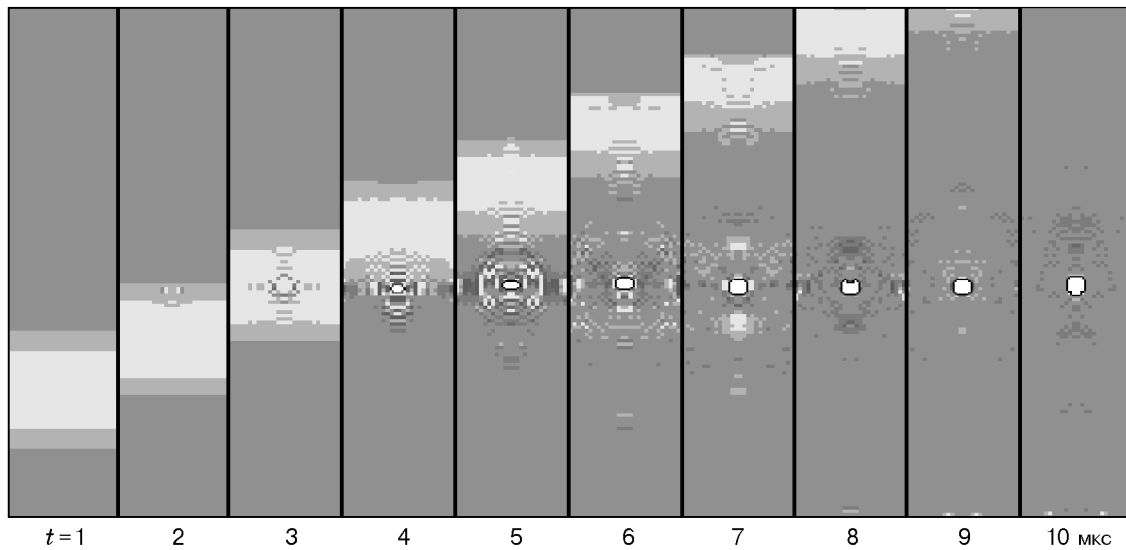


Рис. 7. Зарождение одиночного пузырька в волне разрежения

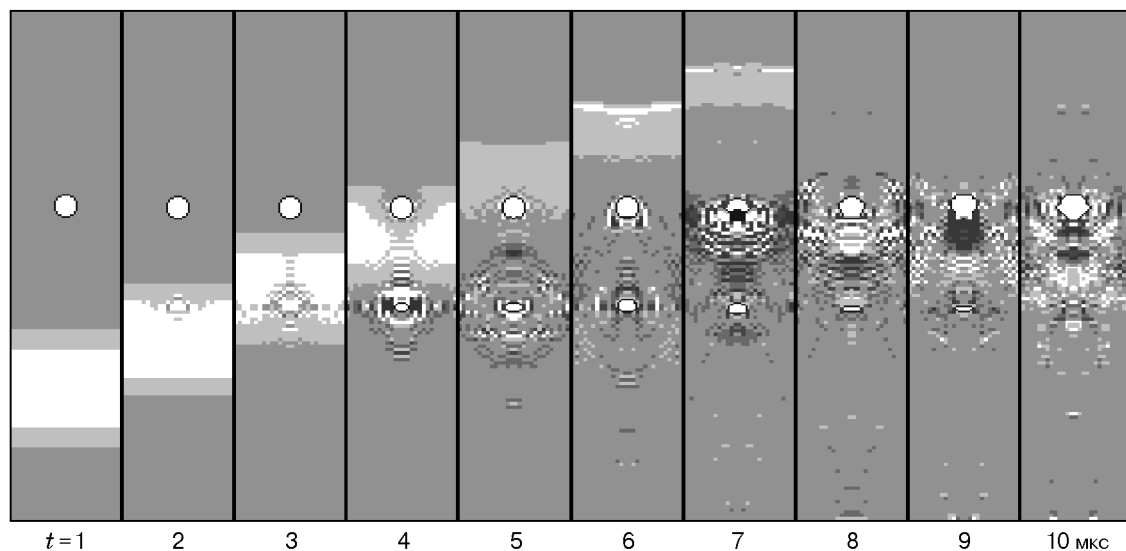


Рис. 8. Взаимное влияние пузырьков разного диаметра в волне разрежения

окрестности второго пузырька и деформирует его (кривая 3 на рис. 6). Микропузырек достигает максимального размера к моменту $t = 6,4$ мкс (кривая 2 на рис. 6), и его радиус становится сравним с текущим радиусом большого пузырька. Образующаяся при взаимодействии двух вторичных волн мощная волна сжатия начинает двигаться в обратном направлении, к меньшему пузырьку. Длина этой волны достаточно велика, так как ее генерация поддерживается расширяющимся большим пузырьком. В результате происходит коллапс первого пузырька, и к моменту $t = 10$ мкс он становится невидим. В последующие моменты времени амплитуда его второго колебания достигает амплитуды первого, а дальнейшие колебания происходят с затуханием. Амплитуды вторичных волн в окрестности пузырьков больше амплитуды инициирующей волны разрежения. Так как при построении диаграмм давление отнесено к максимальному давлению в канале, то начиная с восьмого кадра первоначальная волна невидима на рис. 8. Хотя в некоторые моменты времени ($t = 6 \div 7$ мкс) текущие размеры пузырьков могут оказаться сравнимыми, весь описанный

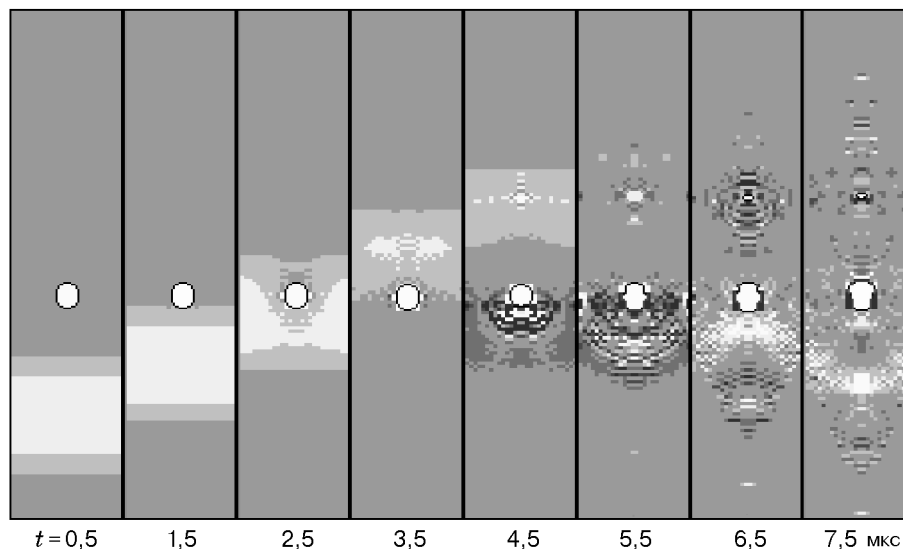


Рис. 9. Зарождение малого пузырька в области акустического влияния большого пузырька

выше процесс существенно отличается от приведенного на рис. 7, а именно: период первой пульсации микропузырька значительно меньше.

На рис. 9 приведены результаты расчетов в случае противоположного расположения пузырьков. Начальные размеры пузырьков и расстояние между ними соответствуют предыдущему случаю. Волна разрежения сначала проходит через большой пузырек, а затем движется к зародышу малого. Видимый пузырек возникает в кавитационной области большого пузырька при $t > 5$ мкс, достигает максимального радиуса 115 мкм при $t = 7,2$ мкс, а затем начинает схлопываться, так как движущаяся от большого пузырька вслед за инициирующей волной разрежения вторичная волна сжатия подавляет процесс расширения (кривая 4 на рис. 6). В отличие от предыдущего случая продольный размер большого пузырька в указанные моменты времени монотонно увеличивается в волне разрежения (кривая 5 на рис. 6). Следует отметить, что возникающие в окрестности большого пузырька волны сжатия имеют различную амплитуду. Волна, движущаяся вниз, более интенсивная, так как амплитуда инициирующей волны разрежения уменьшается при обтекании пузырька.

Из рис. 6 следует, что фаза расширения большого пузырька (кривые 3, 5) совпадает с фазой коллапса малого (кривые 2, 4) независимо от их взаиморасположения. Если малый пузырек находится за большим пузырьком, то его максимальный размер значительно меньше, чем в случае противоположной начальной позиции. Представленные здесь результаты математического моделирования согласуются с экспериментальными данными, приведенными на рис. 3. В частности, период первой пульсации мелкого пузырька совпадает с экспериментально полученным значением и равен $2 \div 4$ мкс.

Таким образом, результаты расчетов показывают, что в жидкости с пузырьками разного диаметра происходит перераспределение энергии. Малые пузырьки схлопываются под воздействием волн давления от больших пузырьков, хотя в некоторые начальные периоды времени они могут достигать достаточно больших размеров.

Аналогичные результаты получены для импульса давления, состоящего из фаз сжатия и разрежения. Отличие от результатов, приведенных на рис. 7–9, заключается в том, что к моменту прохождения волны разрежения давление в пузырьках значительно выше давления в окружающей жидкости, поэтому амплитуда вторичных волн сжатия в данном случае оказывается больше.

Заключение. Таким образом, обнаружено, что в пузырьковом кластере, образующемся при прохождении импульсных волн в жидкости, динамика пузырьков существенно зависит от начальных условий. Если в некоторый момент времени расположенные рядом пузырьки, находящиеся в динамическом равновесии, имеют разные радиусы, то импульсное акустическое воздействие (при выполнении определенных условий) вызывает коллапс мелких пузырьков при одновременном расширении крупных пузырьков.

Динамика пузырька в кластере определяется акустическими волнами, исходящими от находящихся рядом пузырьков. Анализ результатов численного эксперимента для полидисперсной среды выявил механизм формирования импульса положительного внутреннего давления в кластере, экспериментально зарегистрированный в виде фазы сжатия, следующей за фазой разрежения первоначальной волны (см. рис. 4). Анализ динамики размера пузырьков в волне разрежения при разных начальных размерах пузырьков и различном их взаимном расположении (см. рис. 6) показал совпадение начала фазы расширения большого пузырька и фазы коллапса мелкого пузырька независимо от их взаиморасположения. При этом, если мелкий пузырек находится за большим (относительно направления распространения первоначальной волны), то его максимальный размер значительно меньше, чем в случае противоположной начальной позиции. Значит, взаиморасположение пузырьков в полидисперсном кластере является определяющим для формирования вторичных акустических волн.

Результаты расчетов показывают, что в среде с пузырьками двух разных начальных радиусов происходит перераспределение энергии. Малый пузырек при расширении отдает свою энергию большому, затем его рост замедляется, и пузырек коллапсирует под воздействием вторичной волны сжатия, идущей от большого пузырька. Это позволяет объяснить наблюдаемый в эксперименте коллапс некоторых пузырьков, в то время как другие пузырьки остаются видимыми.

Представленные результаты математического моделирования согласуются с экспериментальными данными (см. рис. 3). В частности, период первой пульсации мелкого пузырька совпадает с экспериментально полученным значением и равен $2 \div 4$ мкс. При этом время коллапса мелких пузырьков на порядок величины меньше времени коллапса пузырьков такого же максимального диаметра, происходящего при атмосферном давлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е.** Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984.
2. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1, 2.
3. **Кедринский В. К.** Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
4. **Маргулис М. А.** Сонолюминесценция // Успехи физ. наук. 2000. Т. 170, № 3. С. 263–287.
5. **Забабахин Е. И., Забабахин И. Е.** Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1988.
6. **Тесленко В. С.** Экспериментальные исследования кинетико-энергетических особенностей коллапсирующего пузырька от лазерного пробоя в вязких жидкостях // ПМТФ. 1976. № 4. С. 109–117.
7. **Teslenko V. S.** Experimental investigation of bubble collapse at laser-induced breakdown in liquids // Proc. of the 1st Intern. conf. "Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics", Göttingen, Germany, July 9–11, 1979. Berlin; Heidelberg; N. Y.: Springer-Verlag, 1980. P. 30–34.
8. **Ohl C. D., Lindau O., Lauterborn W.** Luminescence from spherically and aspherically collapsing laser induced bubbles // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 393–396.

9. **Dear J. P., Field J. E., Walton A. J.** Gas compression and jet formation in cavities collapsed by a shock wave // *Nature*. 1988. V. 332. P. 505–508.
10. **Тесленко В. С.** Ударно-акустический пробой в жидкости. Кинетика вынужденного акустического рассеяния при фокусировке ударных волн // *Письма в ЖТФ*. 1994. Т. 20, № 5. С. 51–56.
11. **Teslenko V. S.** Transformation of rarefaction waves into shock waves under focused shocks in a liquid // *Proc. of the 20th Intern. symp. on shock waves (ISSW-20)*, Pasadena, USA, July 23–28, 1995. Pasadena: Cal. Inst. of Technol., 1995. P. 511, 512.
12. **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.
13. **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.
14. **Voronin D. V., Teslenko V. S., Sankin G. N.** The rarefaction wave transformation into compression wave in a cavitating liquid // *Progress in nonlinear science: Intern. conf. dedicated to the 100th anniversary of A. A. Andronov*, Nizhny Novgorod, July 2–6, 2001. Nizhny Novgorod: Univ. of Nizhny Novgorod, 2001. P. 334, 335.
15. **Nigmatulin R. I., Akhatov I. Sh., Vakhitova N. K., et al.** Mathematical modeling of a single bubble and multibubble dynamics in a liquid // *Dynamics of multiphase systems: Proc. of the Intern. conf. on multiphase systems*. Ufa: Gilem Publ., 2000. P. 294–301.
16. **Sankin G., Mettin R., Geisler R., et al.** Early stage of bubble dynamics and luminescence in water in a converging shock reflected by a free surface // *Fortschritte der Akustik: Proc. of the DAGA-2001 Conf. Oldenburg* / Ed. by O. von Estorff. Hamburg: S. n., 2001. P. 258, 259.
17. **Митрофанов В. В., Тесленко В. С., Майер В. А., Кудряшов А. И.** Предварительные исследования фокусировки ударных волн в воде для целей бесконтактной литотрипсии и терапии внутренних органов человека: Отчет / *Ин-т гидродинамики СО АН СССР*. Новосибирск, 1990. № 43/89.
18. **Staudenraus J., Eisenmenger W.** Fibre-optic probe hydrophone for ultrasonic and shock wave measurement in water // *Ultrasonics*. 1993. V. 31. P. 267–273.
19. **Санкин Г. Н., Меттин Р., Лаутерборн В., Тесленко В. С.** Вторичные акустические волны при ударно-волновой кавитации // *Физическая акустика, распространение и дифракция волн: Сб. тр. XI сессии Рос. акуст. о-ва*. М.: ГЕОС, 2001. Т. 1. С. 32–35.
20. **Кедринский В. К.** Распространение волн в жидкости, содержащей пузырьки газа // *ПМТФ*. 1968. № 4. С. 29–34.
21. **Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р.** Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: *Ин-т теплофизики СО АН СССР*, 1983.
22. **Трунин Р. Ф.** Сжатие конденсированных веществ высокими давлениями ударных волн (лабораторные исследования) // *Успехи физ. наук*. 2001. Т. 171, № 4. С. 387–414.
23. **Агурейкин В. А., Крюков Б. П.** Метод индивидуальных частиц для расчета течений многокомпонентных сред с большими деформациями // *Числ. методы механики сплошной среды*. 1986. Т. 17, № 1. С. 17–31.
24. **Замараев Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч.** Волны в химически активной пузырьковой среде // *ПМТФ*. 1990. № 2. С. 20–26.