

ДВУХПОРОГОВЫЙ РЕЖИМ КАВИТАЦИИ

© 2003 г. Г. Н. Санкин, В. С. Тесленко

Представлено академиком В.М. Титовым 13.05.2003 г.

Поступило 27.05.2003 г.

При изучении распространения акустических импульсов в жидкости в условиях кавитации возникают задачи, связанные с необходимостью учета роли гетерогенной структуры среды в процессах образования и в динамике кавитационных кластеров. Эти задачи обусловлены как известными проблемами, связанными с распространением акустических волн в многофазных средах [1–3], так и активным развитием исследований свечения жидкостей в условиях кавитации [4, 5].

Процессы кавитации носят сложный характер. Это связано с тем, что в жидкостях почти всегда заложены гетерогенные свойства, которые определяются широким спектром кавитационных зародышей. В воде могут присутствовать неоднородности: газовые микропузырьки с радиусом около 1.5 мкм в количестве 10^3 – 10^4 см⁻³ [6]; твердые частички с пузырьками газа [6, 7]; нанопузырьки (бабстоны) с радиусом около 2 нм [8]. Нанопузырьки могут объединяться в кластеры с концентрацией порядка 10^4 см⁻³ [8].

Опыт [7] показывает, что путем многократной (до 12 раз) очистки воды не удастся избавиться от зародышей кавитации. В реальной жидкости нанозародыши существуют наряду с микророзародышами; их можно выявить при исследовании динамики рождения кавитационных кластеров.

В данной работе представлены результаты исследования ранней стадии формирования двухфракционного кавитационного кластера в дистиллированной воде.

1. Для возбуждения кавитации использовался генератор сферически фокусируемого акустического импульса ($F = 55$ мм) с давлением в положительной фазе до 75 МПа и в отрицательной фазе до –42 МПа, со скоростью спада около –40 МПа/мкс [9]. Волна разрежения, возникающая из-за дифракции на краях излучателя, инициирует кавитацию в жидкости. Исследование кавитации проводили с помощью высокоскоростной (в том числе микроскопической) киносъемки (10^8 кадров в

1 с, разрешение 5–50 мкм/пиксель). Поле давлений измеряли волоконно-оптическим датчиком FOPH 300 [10] (диаметр волокна 140 мкм). Отсчет времени вели от момента прихода фронта волны сжатия в точку наблюдения.

2. На рис. 1 приведены типичные кадры теневой киносъемки развития гидродинамических процессов при фокусировке акустической волны вдали от границ жидкости, что соответствует случаю с развитой кавитацией. На представленной кинограмме отслеживаются процессы фокусировки ударно-акустической волны (1), формирования в фазе разрежения кластера пузырьков (2), и образования импульса сжатия с фронтом (3) от расширяющихся пузырьков, называемого вторичной кавитационной волной сжатия (ВКВ) [11, 9]. Измеренное расстояние между фронтами первичной и вторичной волн составляет 3.8 мм, что соответствует временному интервалу 2.5 мкс, и отслеживается на осциллограммах давления (рис. 2) [9].

На рис. 3 точками показаны зависимости размеров пузырьков от времени, полученные из увеличенных кинограмм. Как можно видеть, в интервале времени t от 3 до 4 мкс происходит разделение пузырьков по их кинематике на две фракции: I – расширяющиеся и II – схлопывающиеся пузырьки. Из рисунка видно, что динамика пузырьков критически зависит от момента их роста до регистрируемых размеров. Из данных следует существование двух групп пузырьков с разницей времен выхода на регистрируемый размер $|t_{kI} - t_{kII}| = 0.5$ мкс.

Установлено, что пузырьки первой группы (4) становятся регистрируемыми через время $\Delta t_{kI} = 1.6$ мкс относительно момента прихода фронта волны сжатия, а пузырьки второй группы (5) – через $\Delta t_{kII} = 2.1$ мкс, когда давление в фазе сжатия $|p| \geq 33$ МПа (рис. 2). Период первой пульсации для пузырьков группы I был более 100 мкс, а для группы II – менее 3 мкс.

Из кинограмм определено, что более мелкие пузырьки сосредоточены в центре кластера. Распределение более мелких пузырьков в кластере по расстоянию до оси излучателя имеет максимум на оси и ширину по полувысоте 1.2 мм (рис. 4). Ширина облака более мелких пузырьков растет по мере увеличения начального давления на мем-

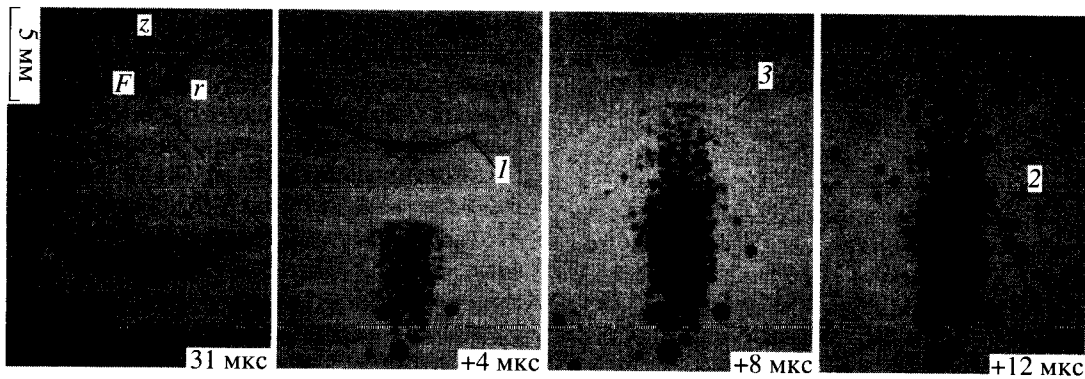


Рис. 1. Динамика кавитационного облака, индуцированного при фокусировке акустического импульса в воде для $p_m = 9.7$ МПа. F – фокус ($z = r = 0$).

бране для практически постоянной ширины по полувысоте 5.0 ± 0.5 мм распределения амплитуды отрицательной фазы давления. Распределение более крупных пузырьков примерно однородно по радиусу в области наблюдения $|r| < 1.7$ мм. Распределение пузырьков в обеих группах вдоль оси z практически однородно в области наблюдения $|\Delta z| < 2$ мм в соответствии с распределением давления. Средняя концентрация пузырьков в первой группе не превышает $n_I = 1.6 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ и пузырьков во второй группе $n_{II} = 5.3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$.

Причиной коллапса пузырьков второй группы являются находящиеся по соседству более крупные. Пузырьки первой группы, расширяясь по инерции (приобретенной в исходной волне разрежения), излучают сферические волны сжатия. В результате интерференции волн от отдельных пузырьков формируется ВКВ. В волне сжатия (3) (рис. 1), соответствующей полю ВКВ, в моменты времени 3.5–4.5 мкс более мелкие пузырьки коллапсируют, излучая третью серию слабо сфазированных ударных волн. Амплитуда ударных волн от коллапса пузырьков второй группы оставалась ниже порога чувствительности датчика FOPH около 1 МПа, что было значительно меньше давления в ВКВ. Поэтому присутствие более мелких пузырей слабо влияет на динамику больших пузырей.

Как известно, при обжати пузырьков внешней плоской УВ происходит искажение сферической формы пузыря. В нашем случае на ранних временах ($t < 4.5$ мкс) отмечено сохранение сферической формы пузырька на периоде пульсации, следующем за первым коллапсом [9].

Приведенные выше экспериментальные данные показывают, что при прохождении биполярной акустической волны в кавитирующей жидкости пузырьки I и II групп существенно различаются по своему поведению.

Чтобы выяснить природу этого различия, проведено численное моделирование импульсного воздействия на одиночный пузырек разного первоначального диаметра. Расчет динамики одиночного пузырька, учитывающий нестационарное давление в ВКВ, производили по модели Рэлея–Плессета и использовали числовые константы из [12]. Расчет производили для зависимости p_∞ от времени, полученной в эксперименте (рис. 2). Диапазон начальных радиусов пузырька R_0 был выбран от 0.01 до 1 мкм. Начальное время t_0 зарождения пузырька изменялось от 0 до 2.5 мкс.

Из результатов расчетов, представленных на рис. 3 (кривые $a, б, в$), следует, что для пузырьков с начальным радиусом $R_0 > 2.2$ нм коллапс происходит позднее момента прихода ВКВ t_B (кривые a и $б$). Для пузырьков с начальным радиусом в интервале 1.8–2.2 нм момент коллапса лежит в интервале действия положительной фазы ВКВ (кривая $в$). Рост таких пузырьков до регистрируемых размеров 10 мкм происходит в интервале

Рис. 2. Давление, измеренное датчиком FOPH 300 в фокусе излучателя ($z = r = 0$ мм) для случая с кавитацией ($p_m = 7.7$ МПа). В моменты времени t_1, t_2 и t_3 давление равно нулю.

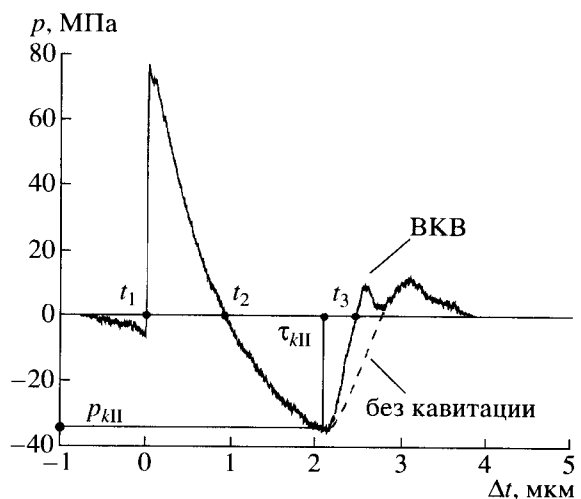


Рис. 2. Давление, измеренное датчиком FOPH 300 в фокусе излучателя ($z = r = 0$ мм) для случая с кавитацией ($p_m = 7.7$ МПа). В моменты времени t_1, t_2 и t_3 давление равно нулю.

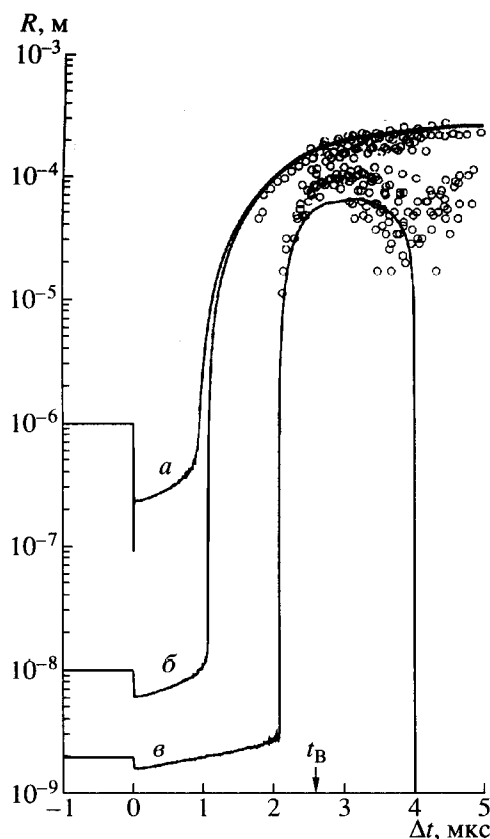


Рис. 3. Зависимость радиуса пузырьков в центре кластера от задержки по времени для $p_m = 7.7$ МПа выше критического. Результаты эксперимента (точки) и расчета (сплошные линии) динамики зародыша с начальным радиусом 1 мкм (а), 0.01 мкм (б) и 1.99 нм (в).

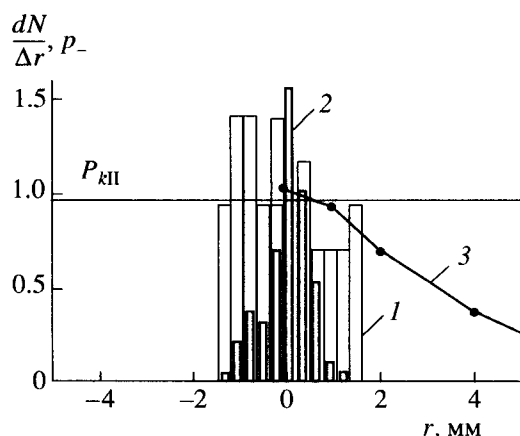


Рис. 4. Распределение числа пузырьков группы I (1) и группы II (2) и амплитуды отрицательной фазы давления (3) по расстоянию от оси ($z = -4.5$ мм, область наблюдения $|r| < 1.7$ мм).

времени 2.0–2.2 мкс, что находится в согласии с экспериментально измеренным временем $\tau_{кп}$ достижения пузырьками II группы тех же размеров (рис. 3, точки). Зародыши с начальным радиусом

$R_0 < 1.8$ нм не становятся регистрируемыми вовсе, так как давление в фазе разрежения было выше критического для данных радиусов пузырьков. Аналогичный эффект коллапса в импульсе сжатия ВКВ достигался при рассмотрении пузырька с начальным радиусом 0.01–1 мкм, зародившегося в моменты времени 2.0–2.4 мкс.

Таким образом, использование сферически сфокусированного импульса вдали от границ жидкости позволило выявить ряд новых свойств кавитации. На основании проведенных исследований зависимости радиуса пузырьков от времени обнаружено формирование двухфракционного пузырькового кластера. Результаты измерений распределения времени выхода на регистрируемый размер пузырьков из разных групп указывают на различие механизмов происхождения пузырьков.

Эти экспериментальные данные дают основание предположить двухфракционное начальное распределение зародышей кавитации в жидкости. Простые оценки по формулам для скорости гомогенной нуклеации [13] показывают, что вдали от точки кипения жидкости вероятность образования паровых зародышей чрезвычайно мала. Для появления в волне разрежения зародыша, который может быть зафиксирован, в воде необходимы давления ниже –160 МПа, что в несколько раз превышает применявшиеся в эксперименте.

Зародышами для кавитации могут быть стабильные микро- и нанозародыши, распределение которых по размеру имеет два максимума при ~ 1 мкм и ~ 2 нм. К первой группе можно отнести и зародыши с начальным радиусом >0.01 мкм, поскольку, как показывают расчеты, такие пузырьки становятся регистрируемыми практически одновременно.

В зависимости от начального радиуса зародыша R_0 критическое давление p_k , при котором происходит расширение пузырька, выражается формулой из [6]

$$p_k = p_v - 2 \left[\frac{\left(\frac{2\sigma}{R_0} \right)^3}{3 \left(p_0 - p_v + \frac{2\sigma}{R_0} \right)} \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Подставляя значения $\sigma = 0.071$ Н/м, $p_v = 0.002$ МПа, $p_0 = 0.1$ МПа и величину радиуса бабстонов $R_{0п} = 3.6$ нм [14] в формулу (1), находим величину $p_{кп}^{\text{теор}} = -45$ МПа, близкую к экспериментально измеренному. Это позволяет предполагать, что в наших экспериментах были нанозародыши $R_{0п} = 2 - 4$ нм.

Двухфракционное распределение регистрируемых пузырьков в кластере может быть объяснено наличием стабильных нанопузырьков (бабстонов). Переход к двухпороговому режиму кавитации происходит при превышении критической

величины давления для обоих типов зародышей: микро- и наноразмеров. Это обусловлено тем, что пузырьки I группы образуются из микрзародышей, а пузырьки II группы образуются из нанозародышей, которые становились регистрируемыми при амплитуде фазы разрежения, значительно больше критической $|p_{kl}| = |-33 \text{ МПа}|$, чем это необходимо для расширения микропузырьков до регистрируемых размеров $(|-33| > |p_{kl}| > |-0.07 \text{ МПа}|)$.

Численное моделирование для импульсного сжатия в кластере хорошо описывает сокращение периода колебания и усиление коллапса для пузырьков второй группы. Импульсное сжатие пузырьков при трансформации волны разрежения в волну сжатия происходит под воздействием внутреннего давления кластера до 20 МПа. Возникающее внутреннее давление в кластере от расширяющихся зародышей первой группы способствует улучшению сферичности коллапса пузырьков второй группы по сравнению с коллапсом пузырьков в плоской акустической волне. Поэтому такие полидисперсные пузырьковые системы перспективны при практическом применении их в сонохимии в силу более высоких термодинамических параметров при коллапсе пузырька в кластере.

Обнаружение кинетической бимодальности пульсаций пузырьков в кавитационном кластере в воде может существенно упростить постановки экспериментов, связанных с проблемами сонолюминесценции. В подобных постановках может быть исключена необходимость специальной очистки жидкости с последующей необходимостью инициировать пузырьки внешними и малодоступными нейтронными источниками [15].

С помощью представленной методики можно приблизиться к более высоким пороговым параметрам в исследованиях прочностных свойств жидкостей, не прибегая к трудоемким технологиям многоступенчатой очистки.

Данная методика в силу ее простоты может быть применена в средствах контроля чистоты жидкостей на наличие техногенных наночастиц и микрочастиц в питьевой и специально очищаемой воде.

Финансовая поддержка работы осуществлена Германской службой академических обменов (грант DAAD № A/00/01480), Российским фондом фундаментальных исследований (коды проектов

00-02-17992, 03-02-17682, 01-02-06444-мас, 02-02-06838-мас и 03-02-06212-мас) и Американским акустическим обществом (грант CRDF 1210/1).

Авторы считают приятным долгом выразить признательность В. Лаутерборну (W. Lauterborn) (Гёттингенский университет, Göttingen, Germany) за возможность выполнить высокоскоростную киносъемку и измерение давления, и благодарят В.М. Титова, М.Е. Топчияна, С.А. Ждана, С.Ф. Урманчеева и В.Е. Донцова за полезное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутателадзе С.С., Накоряков В.Е. Теплообмен и волны в газожидкостных системах. – Новосибирск: Наука, 1984. 302 с.
2. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1. 464 с. 4.2. 360 с.
3. Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 435 с.
4. Маргулис М.А. // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 263–287.
5. Тесленко В.С., Санкин Г.Н., Дрожжин А.П. // ФГВ. 1999. Т. 35. В. 6. С. 125–128.
6. Перник А.Д. Проблемы кавитации. Л.: Судпромгиз, 1963. 335 с.
7. Бутенин А.В., Коган Б.Я. // Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 37. В. 5. С. 1000–1001.
8. Бункин Н.Ф., Бункин Ф.В. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. В. 2. С. 512–527.
9. Воронин Д.В., Санкин Г.Н., Тесленко В.С. и др. // ПМТФ. 2003. Т. 44. № 1. С. 22–32.
10. Staudenraus J., Eisenmenger W. // Ultrasonics. 1993. V. 31. P. 267–273.
11. Тесленко В.С. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. № 5. С. 51–56.
12. Akhatov I.Sh., Lindau O., Topolnikov A., et al. // Phys. Fluids. 2001. V. 13. № 10. P. 2805–2819.
13. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
14. Бункин Н.Ф., Виноградова О.И., Куклин А.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. В. 8. С. 659–662.
15. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S. et al. // Science. 2002. V. 295. P. 1868–1873.