

УДК 532.529

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ, НАСЫЩЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ С ПУЗЫРЬКАМИ РАСТВОРИМОГО ГАЗА

В. Е. Донцов, В. Е. Накоряков

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

Экспериментально исследован процесс эволюции и отражения ударных волн умеренной амплитуды от твердой границы в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками растворимого газа. Проведено сравнение опытных значений амплитуды и скорости отраженной волны с расчетами по математическим моделям. Изучен процесс растворения газовых пузырьков в жидкости за ударной волной.

На основе численных расчетов процесса захлопывания слоя кавитационных пузырьков у твердой стенки в [1] обнаружено возникновение на стенке серии импульсов давления большой амплитуды, обусловленных инерционными эффектами коллективного схлопывания пузырьков. В экспериментах [2, 3] с использованием оптических методов наблюдалась мощная вторичная ударная волна, возникающая при захлопывании одиночного пузырька в жидкости. В работе [4] исследовано взаимное влияние соседних пузырьков на их разрушение и генерацию вторичных ударных волн. Усиление ударных волн в жидкости с паровыми пузырьками или с пузырьками легкорастворимого газа экспериментально изучалось в [5–9]. Усиление наблюдалось как в прямой волне, так и при отражении от твердой границы.

Теоретическое и экспериментальное исследование эволюции, структуры и отражения от твердой границы возмущений давления в суспензии жидкости с твердыми частицами и газовыми пузырьками выполнено в работах [10–12]. В [13] представлена модель распространения нелинейных акустических волн в трехфазной смеси. Получены эволюционные уравнения, объясняющие некоторые экспериментальные данные о динамике волн в трехфазных средах. Авторами работ [14, 15] рассмотрены эффекты межфазного взаимодействия в многофазных дисперсных системах включая фазовый переход и химические реакции. Исследована устойчивость межфазных границ в многофазных средах и динамика твердых и газовых включений.

В [16, 17] исследованы эволюция и структура слабонелинейных волн давления в пористых средах, насыщенных жидкостью или жидкостью с пузырьками газа. Показано существование двух типов продольных волн (“быстрой” и “медленной” мод), обусловленных различными сжимаемостями пористого скелета и насыщающей его смеси.

В данной работе экспериментально исследованы эволюция и отражение ударных волн умеренной интенсивности от твердой границы в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками растворимого газа. Проведено сравнение опытных данных с расчетами, выполненными с использованием моделей Г. М. Ляхова [18] и Р. И. Нигматулина [19]. Изучен процесс растворения газовых пузырьков в жидкости за ударной волной.

Опыты проводились на установке типа “ударная труба” [9]. Рабочий участок представлял собой вертикально расположенную толстостенную стальную трубу с внутренним диаметром 0,053 м и длиной 1 м, ограниченную снизу твердой стенкой. Рабочий участок

заполнялся насыщенной пористой средой. В качестве пористой среды использовались хаотичная упаковка из насыпных частиц полиэтилена с характерным размером 3,5 мм (пористость  $m_0 = 0,37$ ) и поролон ( $m_0 = 0,98$ ). В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода, в качестве газовой фазы — воздух и углекислый газ. Пористая среда заполнялась жидкостью при статическом давлении  $P_0$ . Жидкость предварительно насыщалась газом до равновесного состояния при заданном значении  $P_0$ . После сброса давления в рабочем участке до атмосферного происходило выделение газа из жидкости.

Считая процесс образования зародышей газовых пузырьков гетерогенным, что справедливо для дистиллированной воды, можно оценить критический радиус зародыша, с которого начинается его рост [19]:  $a_* = 2\sigma/\Delta P_s$ , где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости;  $\Delta P_s$  — перепад статического давления. При подготовке пористых сред, насыщенных водой с пузырьками воздуха, значение  $\Delta P_s \geq 0,2$  МПа, при этом размер критического зародыша  $a_* \leq 10^{-6}$  м. Поскольку число зародышей с характерным размером  $a \approx 10^{-6}$  м в единице объема воды  $n \approx 10^{12}$  м $^{-3}$  [19], можно оценить радиус пузырька  $R_0$ , до которого вырастает зародыш при сбросе статического давления. Для воздушных пузырьков в исследованном диапазоне объемных газосодержаний  $R_0 \approx 50 \cdot 10^{-6}$  м.

В опытах с пористой средой, насыщенной водой с пузырьками углекислого газа, величина сброса статического давления составляла  $\Delta P_s \approx 0,02$  МПа. В этом случае критический радиус зародыша  $a_* \approx 10^{-5}$  м. Увеличение на порядок по сравнению с воздушными пузырьками значения  $a_*$  резко уменьшает количество центров образования пузырьков углекислого газа. Соответственно размер выросших после сброса давления пузырьков углекислого газа будет значительно больше размера воздушных пузырьков при одинаковых значениях объемного газосодержания. Оценки, выполненные по измерению полуширины уединенных волн в пористой среде, насыщенной водой с пузырьками углекислого газа, дают значение  $R_0 \approx 250 \cdot 10^{-6}$  м.

Изменяя  $\Delta P_s$ , можно менять объемное газосодержание в жидкости  $\varphi_0$ . Значение среднего по длине рабочего участка газосодержания в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа, определялось по увеличению объема жидкости при уменьшении начального статического давления в среде [17].

Волны давления ступенчатой формы создавались разрывом диафрагмы, разделяющей камеру высокого давления и рабочий участок. Профили волн давления регистрировались пьезоэлектрическими датчиками давления, расположенными вдоль рабочего участка. Датчики давления не касались скелета пористой среды и измеряли давление жидкой фазы. Сигналы с датчиков подавались на аналого-цифровой преобразователь и далее обрабатывались на компьютере.

Амплитуда ударной волны в опытах определялась с использованием среднего значения давления за фронтом волны. Скорость ударной волны находилась по разности времени прихода фронта волны на два соседних датчика и расстоянию между ними.

Результаты исследования эволюции ударных волн умеренной амплитуды в насыщенной пористой среде показали, что из входящего в пористую среду начального сигнала выделяются “быстрая” и “медленная” моды, что обусловлено различными сжимаемостями пористого скелета и насыщающей его газожидкостной смеси [17]. “Медленная” волна вследствие межфазного трения на границе жидкость — твердый скелет достаточно быстро затухает. “Быстрая” волна практически сохраняет ступенчатую форму. В опытах исследовались эволюция и отражение от твердой стенки “быстрой” волны давления (далее термин “быстрая” опускается).

На рис. 1 показаны характерные профили ударных волн давления на разных расстояниях  $X$  от входа в насыщенную пористую среду. Видно, что падающая (1) и отраженная от твердой границы (2) ударные волны практически сохраняют ступенчатую форму.

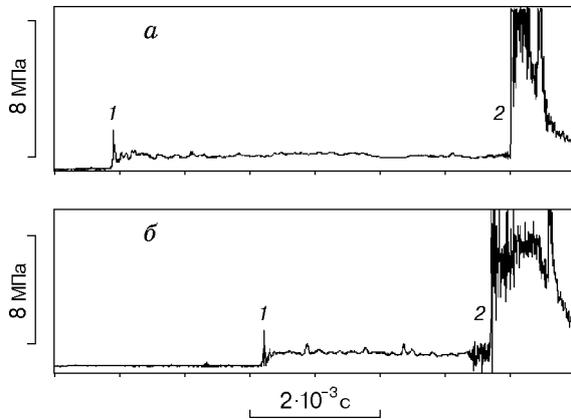


Рис. 1

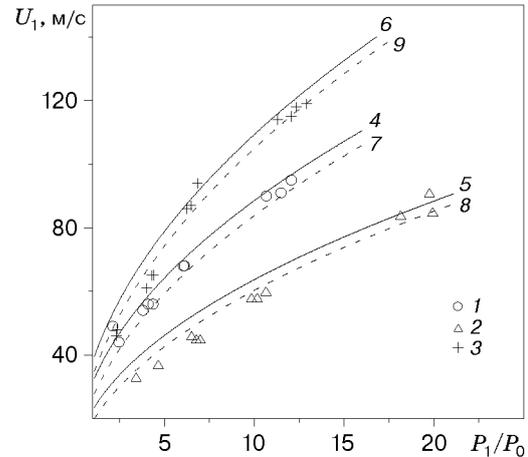


Рис. 2

Рис. 1. Профили падающей (1) и отраженной от твердой границы (2) волн давления в поролоне, насыщенном водой с пузырьками воздуха ( $m_0 = 0,98$ ;  $\varphi_0 = 0,18$ ;  $P_0 = 0,104$  МПа;  $P_1/P_0 = 10,9$ ):

$a$  —  $X = 0,38$  м;  $b$  —  $X = 0,59$  м

Рис. 2. Зависимость скорости ударной волны от амплитуды ( $m_0 = 0,98$ ):

1–3 — эксперимент, 4–6 — расчет по адиабатической модели [12, 18], 7–9 — расчет по изотермической модели (показатель адиабаты  $\gamma = 1$ ) [12, 19]; 1, 2, 4, 5, 7, 8 — воздух (1, 4, 7 —  $\varphi_0 = 0,18$ ,  $P_0 = 0,104$  МПа; 2, 5, 8 —  $\varphi_0 = 0,19$ ,  $P_0 = 0,056$  МПа); 3, 6, 9 — углекислый газ ( $\varphi_0 = 0,105$ ,  $P_0 = 0,104$  МПа)

В случае достаточно больших амплитуд ( $P_1/P_0 \geq 10$ ) на переднем фронте ударной волны наблюдаются значительные пульсации давления, обусловленные сильнонелинейными колебаниями пузырьков.

На рис. 2 показана зависимость скорости ударной волны  $U_1$  в поролоне, насыщенном водой с пузырьками газа, от амплитуды волны  $P_1/P_0$  для разных параметров среды ( $P_0$  — давление перед ударной волной,  $P_1$  — давление за фронтом ударной волны). Видно, что опытные данные лежат в интервале между адиабатическим и изотермическим приближениями для соответствующих параметров среды. Это обусловлено тем, что время тепловой релаксации газа в пузырьках  $\tau_h = R_0^2/(\pi^2 a_0)$  ( $a_0$  — коэффициент температуропроводности газа в пузырьках) близко к длительности переднего фронта ударной волны, особенно для воздушных пузырьков радиусом  $R_0 \approx 50 \cdot 10^{-6}$  м. Кроме того, в опытах с увеличением амплитуды волны  $P_1/P_0$  наблюдается некоторое увеличение скорости ударной волны по сравнению с расчетом (точки 2, линии 5, 8 и точки 3, линии 6, 9 на рис. 2). Это связано с уменьшением начального объемного газосодержания в среде после прохождения ударной волны, так как после прохождения ударной волны по среде (особенно сильной) часть газа выходит из пористой среды и значение  $\varphi_0$  изменяется.

Отметим, что в этих и последующих расчетах при вычислении скоростей ударных волн в насыщенных пористых средах учитывалась сжимаемость твердой фазы, а модуль объемной упругости пористого скелета принимался равным нулю. Коэффициент сжимаемости твердой фазы определялся экспериментально по измеренной скорости звука в пористой среде, насыщенной жидкостью без газовых пузырьков, с использованием формулы Вуда [11].

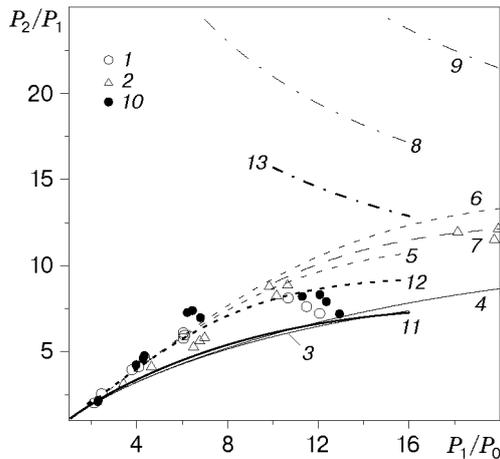


Рис. 3

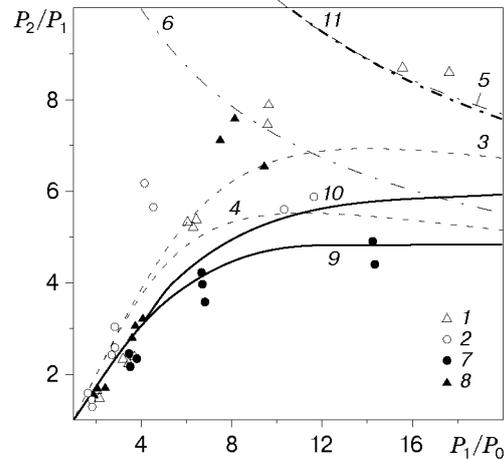


Рис. 4

Рис. 3. Амплитуда отраженной от твердой стенки ударной волны в пористой среде, насыщенной водой с пузырьками газа ( $m_0 = 0,98$ ):

1, 2, 10 — эксперимент, 3, 4, 11 — расчет по адиабатической модели [12, 18] (сплошные линии), 5–7, 12 — расчет по изотермической модели [12, 19] (штриховые линии), 8, 9, 13 — расчет отражения ударной волны полной конденсации (растворения) [12, 19] (штрихпунктирные линии); 1–9 — воздух (1, 3, 5, 8 —  $\varphi_0 = 0,18$ ,  $P_0 = 0,104$  МПа; 2, 4, 6, 9 —  $\varphi_0 = 0,19$ ,  $P_0 = 0,056$  МПа; 7 —  $\varphi_0 = 0,14$ ,  $P_0 = 0,056$  МПа); 10–13 — углекислый газ (темные точки и жирные линии) ( $\varphi_0 = 0,105$ ,  $P_0 = 0,104$  МПа)

Рис. 4. Амплитуда отраженной от твердой стенки ударной волны в пористой среде, насыщенной водой с пузырьками газа ( $m_0 = 0,37$ ):

1, 2, 7, 8 — эксперимент, 3, 4 — расчет по изотермической модели [12, 19] (штриховые линии), 5, 6, 11 — расчет отражения ударной волны полной конденсации (растворения) [12, 19] (штрихпунктирные линии), 9, 10 — расчет по адиабатической модели [12, 18] (сплошные линии); 1–6 — воздух (1, 3, 5 —  $\varphi_0 = 0,105$ ,  $P_0 = 0,103$  МПа; 2, 4, 6 —  $\varphi_0 = 0,095$ ,  $P_0 = 0,203$ ); 7–11 — углекислый газ (темные точки и жирные линии) (7, 9 —  $\varphi_0 = 0,05$ ,  $P_0 = 0,103$  МПа; 8, 10, 11 —  $\varphi_0 = 0,10$ ,  $P_0 = 0,103$  МПа)

Зависимость амплитуды ударной волны  $P_2$ , отраженной от твердой стенки в насыщенной пористой среде, от амплитуды падающей на стенку ударной волны  $P_1$  для различных начальных параметров среды показана на рис. 3. Точками 1, 2 показаны опытные данные для поролона, насыщенного водой с пузырьками воздуха достаточно малого размера ( $R_0 \approx 50 \cdot 10^{-6}$  м). Пористый скелет вследствие малой жесткости и большой пористости не оказывает существенного влияния на процесс отражения ударной волны от твердой стенки, а только удерживает газовые пузырьки в жидкости.

На рис. 3 видно, что опытные данные (точки 1, 2) хорошо описываются изотермической моделью (линии 5, 6) для соответствующих параметров среды. При больших амплитудах экспериментальные точки 2 отклоняются от расчетной зависимости 6, что обусловлено уменьшением начального объемного газосодержания в волнах большой амплитуды (линия 7). Кроме того, при больших амплитудах волн процесс отражения от твердой стенки может приближаться к адиабатическому вследствие уменьшения времени формирования отраженной ударной волны, которое становится меньше времени тепловой релаксации газа в пузырьках (точки 1 приближаются к результатам адиабатического расчета (линия 3) при  $P_1/P_0 \geq 10$ ).

Результаты расчетов с учетом полного растворения газа за падающей на стенку ударной волной (линии 8, 9) расположены значительно выше экспериментальных значений.

Таким образом, процессы растворения газа в жидкости за ударной волной слабы и не оказывают существенного влияния на закон отражения от твердой стенки.

При отражении ударных волн от твердой стенки в пористой среде, составленной из плотноупакованных частиц полиэтилена картина качественно меняется. На рис. 4 точками 1, 2 показаны экспериментальные данные для амплитуды отраженной от твердой стенки ударной волны в плотной пористой среде, насыщенной водой с пузырьками воздуха. Видно, что начиная с некоторых значений амплитуды волны  $P_1/P_0$  наблюдается значительное усиление отраженных ударных волн (точки 1, 2) по сравнению с изотермическими расчетами (линии 3, 4), в которых не учитывается процесс растворения газа в жидкости за волной. Следовательно, наличие плотной пористой среды и сильно развитой межфазной поверхности газ — жидкость интенсифицирует процесс растворения газа за ударной волной и соответственно усиливает отраженную ударную волну. Механизм усиления волн обусловлен переходом кинетической энергии радиального движения жидкости при захлопывании пузырьков в потенциальную энергию давления в жидкости [1, 5, 9]. Для реализации механизма усиления ударных волн необходимо, чтобы растворение газа в пузырьках вследствие диффузионных процессов произошло за время порядка длительности переднего фронта ударной волны. В противном случае не наблюдается режим ускоряющегося схлопывания пузырьков, приводящий к появлению всплесков давления в жидкости и соответственно к усилению отраженной ударной волны [5].

Отметим, что процесс усиления отраженных ударных волн не связан с дроблением пузырьков за ударной волной, как это наблюдалось при эволюции волн в жидкости с пузырьками достаточно крупных размеров [9, 12]. Число Вебера, определяющее неустойчивость и дробление пузырьков в ударной волне, в данных экспериментах значительно меньше критического значения ( $We = \rho_g R_0 V^2 / \sigma \ll We^* \sim 2\pi$ , где  $\rho_g$  — плотность газа;  $V$  — относительная скорость газовых пузырьков в жидкости за волной).

Из сравнения экспериментальных данных 1 и 2 на рис. 4 следует, что увеличение начального статического давления в среде  $P_0$  приводит к увеличению амплитуды отраженной ударной волны (точки 2) по сравнению с расчетной (линия 4) при меньших амплитудах волн  $P_1/P_0$ . Это обусловлено уменьшением радиуса пузырьков с увеличением  $P_0$ , а следовательно, увеличением межфазной поверхности при постоянном значении  $\varphi_0$ . Кроме того, увеличение  $P_0$  приводит к росту концентрации растворенного газа на поверхности пузырька (увеличению скорости растворения газа в жидкости).

С увеличением  $P_1/P_0$  точки 1, 2 приближаются к соответствующим расчетным кривым 5, 6 с учетом полного растворения газа в жидкости за падающей на стенку ударной волной. Однако измерения скорости отраженной ударной волны показали, что полного растворения газа в жидкости за падающей ударной волной не происходит. Тем не менее при больших амплитудах волн наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных данных и расчетов с учетом полного растворения газа за ударной волной.

На рис. 5 точками 1, 2 показаны экспериментальные зависимости скорости  $U_2$  отраженной от твердой стенки ударной волны в поролоне, насыщенном водой с пузырьками воздуха, от амплитуды падающей на стенку ударной волны  $P_1/P_0$  ( $C_m$  — низкочастотная скорость звука в пористой среде, насыщенной жидкостью без пузырьков газа).

На рис. 5 точки 1, 2 достаточно хорошо описываются изотермическим приближением (линии 3, 4), не учитывающим процесс растворения газа за падающей на стенку ударной волной для соответствующих параметров среды. При больших амплитудах волн точки 2 отклоняются от расчетной зависимости 4, что обусловлено уменьшением начального объемного газосодержания в волнах большой амплитуды (линия 5). Следовательно, процесс растворения газа в жидкости за падающей ударной волной в средах, где влиянием пористого скелета можно пренебречь, незначителен и не приводит к увеличению скорости отраженной ударной волны.

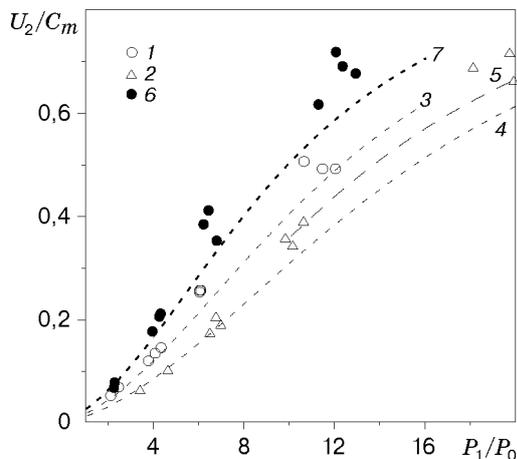


Рис. 5

Рис. 5. Скорость отраженной ударной волны в пористой среде, насыщенной водой с пузырьками газа ( $m_0 = 0,98$ ):

1, 2, 6 — эксперимент, 3–5, 7 — расчет по изотермической модели [12, 19]; 1–5 — воздух (1, 3 —  $\varphi_0 = 0,18$ ,  $P_0 = 0,104$  МПа; 2, 4 —  $\varphi_0 = 0,19$ ,  $P_0 = 0,056$  МПа; 5 —  $\varphi_0 = 0,14$ ,  $P_0 = 0,056$  МПа); 6, 7 — углекислый газ (темные точки и жирная линия) ( $\varphi_0 = 0,105$ ,  $P_0 = 0,104$  МПа)

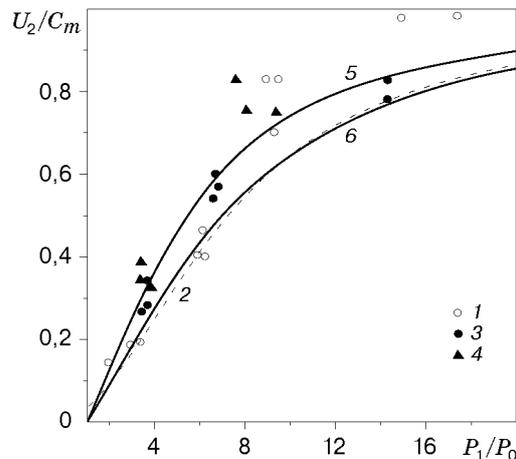


Рис. 6

Рис. 6. Скорость отраженной ударной волны в пористой среде, насыщенной водой с пузырьками газа ( $m_0 = 0,37$ ):

1, 3, 4 — эксперимент, 2, 5, 6 — расчет по изотермической модели [12, 19]; 1, 2 — воздух ( $\varphi_0 = 0,105$ ,  $P_0 = 0,103$  МПа); 3–6 — углекислый газ (темные точки и жирные линии) (3, 5 —  $\varphi_0 = 0,05$ ,  $P_0 = 0,103$  МПа; 4, 6 —  $\varphi_0 = 0,10$ ,  $P_0 = 0,103$  МПа)

На рис. 6 точки 1 соответствуют экспериментальным значениям скорости отраженной от твердой стенки ударной волны в плотноупакованной насыщенной пористой среде. Линия 2 соответствует расчету по изотермической модели [12, 19]. С увеличением амплитуды волны экспериментальные значения скорости отраженной от твердой стенки ударной волны 1 отклоняются от расчетной кривой 2. Следовательно, за падающей на стенку ударной волной происходит растворение газа в жидкости, что приводит к уменьшению объемного газосодержания за волной, а значит, к увеличению скорости отраженной ударной волны. В случае  $P_1/P_0 > 10$  экспериментальные значения скорости отраженной ударной волны значительно отклоняются от расчетной кривой, т. е. процесс растворения газа существенно определяет поведение газа за ударной волной. При распространении ударных волн в трехфазных суспензиях с пузырьками достаточно крупных размеров [12] процесс растворения газа в жидкости за ударной волной обусловлен дроблением пузырьков. Как показано ниже, в данных опытах интенсивный массообмен за ударной волной обусловлен турбулентным движением жидкости за ударной волной в плотных пористых средах.

Для больших амплитуд волн в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа, при достаточно развитой межфазной поверхности усиление ударной волны происходит не только при отражении от твердой стенки, но и за фронтом падающей ударной волны. На рис. 7 показаны характерные структуры ударной волны большой амплитуды на различных расстояниях  $X$  от входа в пористую среду, образующиеся из начального сигнала ступенчатой формы. По мере распространения ударной волны 1 по среде происходит формирование за ее фронтом импульса давления 2 большой амплитуды. Скорость импульса близка к скорости переднего фронта ударной волны, а амплитуда достигает значения

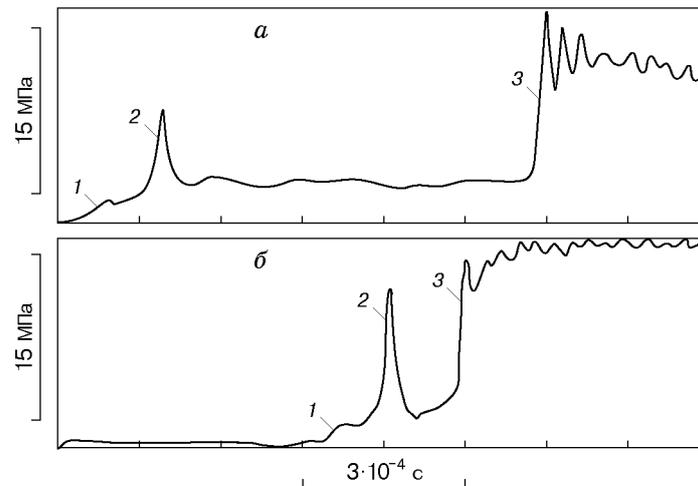


Рис. 7. Эволюция волны давления большой амплитуды в пористой среде, насыщенной водой с пузырьками воздуха ( $m_0 = 0,37$ ,  $\varphi_0 = 0,05$ ,  $P_0 = 0,1$  МПа,  $P_1/P_0 = 28$ ):

1 — падающая ударная волна, 2 — волна конденсации (растворения), 3 — отраженная от твердой стенки ударная волна; а —  $X = 0,49$  м; б —  $X = 0,69$  м

амплитуды отраженной от твердой стенки ударной волны 3. Механизм образования мощного импульса давления за фронтом ударной волны связан с возникновением пульсаций давления в жидкости при схлопывании газовых пузырьков вследствие их интенсивного растворения. Ввиду достаточно большой межфазной поверхности газ — жидкость и интенсификации массообмена турбулентным движением жидкости за волной усиление волн наблюдается даже в средах с пузырьками слаборастворимого в воде воздуха. Процесс усиления ударных волн в жидкостях с пузырьками легкорастворимого газа и парожидкостных средах отмечен ранее авторами работ [6, 7].

Рассмотрим отражение ударной волны от твердой стенки в пористой среде, насыщенной водой с пузырьками легкорастворимого в ней углекислого газа. Растворимость углекислого газа в 40–50 раз выше растворимости воздуха в воде при комнатной температуре. Следовательно, можно ожидать резкого усиления процесса растворения углекислого газа в воде за ударной волной и соответственно более значительного усиления отраженной от твердой стенки ударной волны. Однако размер пузырьков углекислого газа в 5 раз больше размера воздушных пузырьков. Увеличение размера пузырька приводит к замедлению процесса растворения. В итоге амплитуды отраженных ударных волн в пористой среде, насыщенной водой с пузырьками углекислого газа и воздуха, при одинаковых значениях начального объемного газосодержания и амплитуды падающей на стенку ударной волны отличаются незначительно.

Значения  $P_2/P_1$  для поролона, насыщенного водой с пузырьками углекислого газа, показаны на рис. 3. Для экспериментальных точек 10 время тепловой релаксации газа в пузырьках составляет  $\tau_h \sim 0,6$  мс. Следовательно, в процессе отражения ударной волны от твердой стенки тепловые потери должны быть незначительны, а закон отражения близок к адиабатическому. Однако в опытах наблюдается усиление отраженной ударной волны по сравнению с расчетом (линия 11). Как и для воздушных пузырьков (см. рис. 4), усиление отраженной ударной волны не связано с дроблением газовых пузырьков в волне ( $We \leq We^*$ ). Как показано далее, интенсивный массообмен, приводящий к усилению отраженных волн, может быть обусловлен конвективной диффузией вследствие относительного движения газовых пузырьков в жидкости за ударной волной.

Уменьшение значений  $P_2/P_1$  при  $P_1/P_0 \geq 10$  связано с уменьшением начального объемного газосодержания в сильных ударных волнах, что подтверждается увеличением скорости с увеличением амплитуды падающей на стенку ударной волны (см. рис. 2). Результаты расчетов с учетом полного растворения газа за падающей на стенку ударной волной (линия 13 на рис. 3) лежат значительно выше экспериментальных значений, что свидетельствует об умеренном процессе растворения газа за ударной волной.

На рис. 4 точками 7, 8 показаны опытные данные для плотной пористой среды, насыщенной водой с пузырьками углекислого газа. Видно, что при  $\varphi_0 = 0,05$  опытные данные (точки 7) хорошо соответствуют расчетной кривой 9, не учитывающей растворение газа в жидкости за волной. С увеличением начального объемного газосодержания ( $\varphi_0 = 0,10$ ) массообменные процессы за ударной волной приводят к усилению отраженной ударной волны (точки 8) по сравнению с расчетом (линия 10). Как и на рис. 3, опытные данные на рис. 4 расположены значительно ниже расчетной линии, учитывающей полное растворение газа за падающей на стенку ударной волной.

На рис. 5 показаны экспериментальные значения (точки 6) скорости  $U_2$  отраженной от твердой стенки ударной волны в поролоне, насыщенном водой с пузырьками легкорастворимого в ней углекислого газа. Видно, что с увеличением амплитуды волны  $P_1/P_0$  экспериментальные значения  $U_2$  отклоняются от расчетной кривой 7. Следовательно, за падающей на стенку ударной волной происходит растворение газа в жидкости, приводящее к уменьшению объемного газосодержания за волной, а значит, к увеличению скорости отраженной ударной волны. Процесс растворения газа за ударной волной, как показано далее, обусловлен конвективной диффузией вследствие относительного движения газовых пузырьков в жидкости за ударной волной.

На рис. 6 показаны экспериментальные значения (точки 3, 4) скорости отраженной от твердой стенки ударной волны  $U_2$  в плотной пористой среде, насыщенной водой с пузырьками легкорастворимого в ней углекислого газа. При  $\varphi_0 = 0,05$  опытные данные скорости ударной волны (точки 3) хорошо соответствуют расчетной кривой 5, т. е. растворение газа в жидкости за ударной волной пренебрежимо мало. При увеличении  $\varphi_0$  растворение становится значительным, и опытные точки 4 отклоняются от расчетной зависимости 6.

Сравнение рис. 3 и 4, а также рис. 5 и 6 позволяет сделать вывод, что наличие плотной пористой среды незначительно влияет на процесс растворения углекислого газа за ударной волной, а следовательно, и на усиление ударной волны при отражении.

Рассмотрим процесс растворения газа в жидкости за падающей на стенку ударной волной в насыщенной пористой среде на основе измерения амплитуды и скорости отраженной волны. Подставив в расчетную модель [12, 19] экспериментальные значения амплитуды и скорости отраженной ударной волны, можно вычислить объемное газосодержание за падающей ударной волной с учетом процесса растворения газа в жидкости  $\varphi_1^*$ . По скорости отраженной ударной волны на отдельных участках вычисляются значения  $\varphi_1^*$  для разных моментов времени нахождения газовой фазы за фронтом падающей ударной волны. Соответственно можно определить относительную объемную концентрацию растворенного газа за ударной волной:  $\varphi^* = (\varphi_1 - \varphi_1^*)/\varphi_1$ , где  $\varphi_1$  — расчетное значение объемного газосодержания за ударной волной без учета растворения газа при  $\gamma = 1$ .

На рис. 8 точками показаны вычисленные указанным способом значения  $\varphi^*$  как функция времени нахождения газовой фазы за фронтом волны (пористая среда — поролон). Сплошные линии являются осреднением расчетных значений  $\varphi^*$  для соответствующих параметров  $P_1/P_0$  и  $\varphi_0$ . Расчет проводился с использованием экспериментальных значений амплитуды и скоростей отраженной ударной волны, полученных на отдельных ее участках. Большой разброс точек обусловлен погрешностью измерения большого количества параметров среды и волны, используемых для расчета ( $P_1/P_0$ ,  $\varphi_0$ ,  $U_2$ ,  $P_2$ ), а также

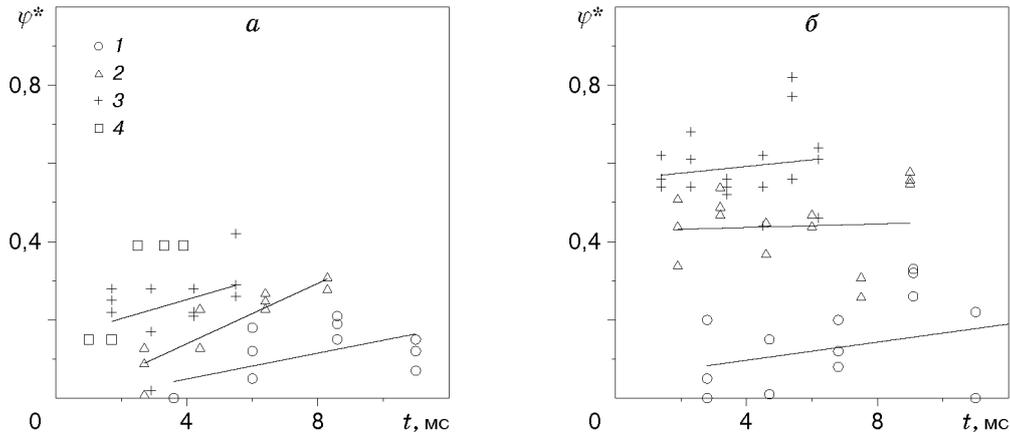


Рис. 8. Относительное объемное содержание растворенного в воде газа за ударной волной ( $m_0 = 0,98$ ):

1 —  $P_1/P_0 = 4$ ; 2 —  $P_1/P_0 = 6$ ; 3 —  $P_1/P_0 = 12$ ; 4 —  $P_1/P_0 = 24$ ;  $\varphi_0 = 0,114$ ; а — воздух ( $\varphi_0 = 0,18$ ,  $P_0 = 0,104$  МПа); б — углекислый газ ( $\varphi_0 = 0,105$ ,  $P_0 = 0,104$  МПа)

неравномерностью распределения  $\varphi_0$  по длине рабочего участка. Видно, что в широком диапазоне амплитуд волн  $P_1/P_0$  относительная объемная концентрация растворенного в воде воздуха слабо зависит от амплитуды волны и времени и незначительно превышает погрешность измерений (рис. 8, а). Слабая зависимость  $\varphi^*$  от  $P_1/P_0$  может быть обусловлена уменьшением вследствие выхода части пузырьков из пористой среды после прохождения ударной волны. Неравномерность распределения пузырьков по длине рабочего участка может привести к слабой зависимости  $\varphi^*$  от времени. Таким образом, в поролоне, насыщенном водой с пузырьками воздуха, при  $t \sim 10$  мс диффузионные процессы не приводят к заметному изменению объемного газосодержания за ударной волной.

Оценка времени схлопывания газовых пузырьков при ступенчатом изменении давления вследствие диффузионного процесса  $\tau_d = R_0^2 / (2D_1(\varphi_R - \varphi_\infty))$  ( $D_1$  — коэффициент диффузии газа в жидкости;  $\varphi_R, \varphi_\infty$  — объемные концентрации растворенного в жидкости газа на границе пузырька и вдали от него) [20] подтверждает незначительное изменение  $\varphi^*$  за ударной волной при уменьшении радиуса пузырька по соотношению  $R/R_0 = (1 - t/\tau_d)^{0,5}$  [20] (рис. 8, а). Например, при  $P_1/P_0 = 10$ ,  $P_0 = 0,1$  МПа значение  $\tau_d \sim 1$  с. Конвективный массообмен вследствие относительного движения воздушных пузырьков в воде также незначителен, так как время выравнивания скоростей фаз  $\tau_\mu = R_0^2 / (18\nu)$  ( $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости) [19] составляет десятки микросекунд.

Расчеты относительной концентрации растворенного в воде воздуха за ударной волной в плотной пористой среде ( $m_0 = 0,37$ ,  $\varphi_0 = 0,105$ ,  $P_0 = 0,103$  МПа) показали, что при  $t = 1 \div 2$  мс  $\varphi^* \approx 0,6$  при  $P_1/P_0 = 9,2$  и  $\varphi^* \approx 0,95$  при  $P_1/P_0 = 16,5$ . Таким образом, наличие плотной пористой среды приводит к резкому увеличению массообмена на границе газ — жидкость. С увеличением амплитуды волны процесс растворения газа в жидкости усиливается. Считая, что число пузырьков в единице объема среды постоянно, можно получить выражение для коэффициента массоотдачи на единицу поверхности пузырька за ударной волной  $\beta_t = (d\varphi^*/dt)R / (3(\varphi_R - \varphi_\infty))$ . Используя выражение для коэффициента массоотдачи в диффузионном режиме растворения пузырька в приближении пограничного слоя  $\beta_d = D_1/R$  [21], получим коэффициент усиления массообмена, обусловленный плотной пористой средой:  $\beta_t/\beta_d = (d\varphi^*/dt)R^2 / (3D_1(\varphi_R - \varphi_\infty))$ . Для амплитуды волны  $P_1/P_0 = 16,5$  на начальной стадии схлопывания пузырька ( $R \approx R_0$ ) оценка дает значение  $\beta_t/\beta_d \sim 100$ .

Такое резкое увеличение массообмена может быть обусловлено турбулентными пульсациями скорости жидкости за ударной волной в пористой среде. Действительно, число Рейнольдса, построенное по диаметру твердых частиц пористой среды  $d$  и относительной скорости жидкой и твердой фаз  $W$  за ударной волной,  $Re_d = dW/\nu \gg 100$ , и, следовательно, режим течения жидкости в пористой среде турбулентный [22]. Отметим, что время выравнивания скоростей твердой и жидкой фаз за ударной волной вследствие межфазного трения значительно больше исследуемой длительности ударной волны.

Расчеты относительной концентрации растворенного в воде углекислого газа за ударной волной в насыщенном поролоне представлены на рис. 8,б. Видно, что с увеличением амплитуды волны количество растворенного газа в жидкости увеличивается и расчетные значения  $\varphi^*$  превышают погрешность вычислений. Расчеты для случая плотной пористой среды ( $m_0 = 0,37$ ,  $\varphi_0 = 0,10$ ,  $P_0 = 0,103$  МПа) показали, что  $\varphi^* \approx 0,6$  при  $t = 1 \div 2$  мс,  $P_1/P_0 = 8,2$ . Видно, что расчетные значения  $\varphi^*$  в пористых средах с  $m_0 = 0,37$ ;  $0,98$  близки при одних и тех же параметрах волн. Следовательно, в экспериментах с пузырьками углекислого газа пористая среда не оказывает существенного влияния на процесс растворения газа в жидкости за ударной волной, и диффузия вследствие турбулентного движения жидкости за ударной волной не является основным механизмом массообмена.

Используя зависимость для коэффициента массоотдачи всплывающего газового пузырька в жидкости в приближении диффузионного пограничного слоя [21], можно получить выражение для коэффициента массоотдачи на единицу поверхности пузырька вследствие его относительного движения в жидкости за ударной волной  $\beta_c = (2D_1V/(\pi R))^0,5$ . Для оценки времени схлопывания газовых пузырьков при ступенчатом изменении давления в волне вследствие конвективной диффузии имеем  $\tau_c = 3\sqrt{\pi}/(2\sqrt{2})R_0^{3/2}/((\varphi_R - \varphi_\infty)(D_1V)^0,5)$ . При этом радиус пузырька изменяется по закону  $R/R_0 = (1 - t/\tau_c)^{2/3}$ . Для амплитуды ударной волны  $P_1/P_0 = 12$  в поролоне, насыщенном водой с пузырьками углекислого газа, полученные оценки дают значение отношения реального коэффициента массоотдачи к конвективному коэффициенту массоотдачи на начальной стадии схлопывания пузырька  $\beta_t/\beta_c \sim 1$ . При вычислениях предполагалось, что скорость относительного движения газового пузырька в жидкости  $V$  равна скорости жидкости за волной (это справедливо при  $t \ll \tau_\mu$ ). Следовательно, конвективная диффузия вследствие относительного движения газовых пузырьков в жидкости вносит основной вклад в массообмен за ударной волной.

Оценка времени схлопывания пузырьков углекислого газа за ударной волной вследствие конвективной диффузии при тех же параметрах дает значение  $\tau_c \approx 1$  мс. С учетом того, что время выравнивания скоростей пузырьков углекислого газа и жидкости за ударной волной  $\tau_\mu \approx 1$  мс, можно утверждать, что представленные на рис. 8,б зависимости обусловлены конвективной диффузией из-за относительного движения газовых пузырьков и жидкости за ударной волной. Слабая зависимость  $\varphi^*$  от времени на рис. 8,б (точки 2, 3) при  $t > \tau_\mu \approx 1$  мс также косвенно подтверждает реализацию конвективного механизма массообмена за ударной волной.

Таким образом, экспериментально исследовано усиление ударных волн в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа при отражении от твердой стенки, обусловленное ускоряющим схлопыванием газовых пузырьков за фронтом волны. Показано, что в случае малых радиусов пузырьков ( $R_0 \approx 50 \cdot 10^{-6}$  м) усиление отраженной ударной волны может происходить в среде с пузырьками слаборастворимого в жидкости воздуха. Проведено сравнение опытных данных по отражению ударных волн с расчетами.

Показано, что основным механизмом массообмена за ударной волной в пористых средах, насыщенных жидкостью с мелкими газовыми пузырьками, может быть диффузия вследствие турбулентного движения жидкости за ударной волной.

Для пузырьков достаточно большого размера, когда имеет место относительное движение газовых пузырьков в жидкости, но отсутствует дробление пузырьков, основным механизмом массообмена за ударной волной является конвективная диффузия.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Кедринский В. К.** Ударные волны в жидкости с пузырьками газа // Физика горения и взрыва. 1980. № 5. С. 14–25.
2. **Lauterborn W., Vogel A.** Modern optical techniques in fluid mechanics // Annu. Rev. Fluid Mech. 1984. V. 16. P. 223–244.
3. **Tomita Y., Shima A.** High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water // Acustica. 1990. V. 71. P. 161–171.
4. **Shima A., Fujiwara T.** The behaviour of two bubbles near a solid wall // Arch. Appl. Mech. 1992. V. 62. P. 53–61.
5. **Гельфанд Б. Е., Степанов В. В., Тимофеев Е. И., Цыганов С. А.** Усиление ударных волн в неравновесной системе жидкость — пузырьки растворяющегося газа // Докл. АН СССР. 1978. Т. 239, № 1. С. 71–73.
6. **Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р.** Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. М.: Энергоатомиздат, 1990.
7. **Накоряков В. Е., Вассерман Е. С., Покусаев Б. Г., Прибатурин Н. А.** Усиление амплитуды волн давления в парожидкостной среде пузырьковой структуры // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 3. С. 411–417.
8. **Terper W.** Experimental investigation of the propagation of shock waves in bubbly liquid-vapour mixtures // Proc. of the 14th Intern. symp. on shock tubes and shock waves, Sydney, Australia, Aug. 19–22, 1983. Sydney: New South Wales Univ. Press, 1983. P. 397–404.
9. **Донцов В. Е.** Отражение волн давления умеренной интенсивности от твердой стенки в жидкости с пузырьками легкорастворимого газа // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 5. С. 19–24.
10. **Nakoryakov V. E., Dontsov V. E., Pokusaev B. G.** The propagation of pressure waves in liquid with solid particles and gas bubbles // Russ. J. Engng Thermophys. 1994. V. 4, N 2. P. 173–188.
11. **Nakoryakov V. E., Dontsov V. E., Pokusaev B. G.** Pressure waves in a liquid suspension with solid particles and gas bubbles // Intern. J. Multiphase Flow. 1996. V. 22, N 3. P. 417–429.
12. **Dontsov V. E.** The interaction of a shock wave with a rigid wall in a three-phase suspension // Russ. J. Engng Thermophys. 1997. V. 7, N 3/4. P. 125–139.
13. **Shreiber I. R.** Bulk viscosity model in acoustic of bubble water saturated soil // Acustica. 1997. V. 83. P. 430–435.
14. **Theofanous T. G., Yuen W. W., Angelini S.** The internal dynamic structures of a class of transient dispersed flow with phase change // Book of Abstr. of 3rd Intern. conf. on multiphase flow, Lion, France, June 8–12, 1998. P. 3.6-1.
15. **Hanratty T. J., Iliopoulos I., Woods B.** The roles of interfacial stability and particle dynamics in multiphase flow // Ibid. P. 0.1-3.
16. **Nakoryakov V. E., Kuznetsov V. V., Dontsov V. E.** Pressure waves in saturated porous media // Intern. J. Multiphase Flow. 1989. V. 15, N 6. P. 857–875.
17. **Донцов В. Е.** Структура и динамика возмущений давления конечной амплитуды в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1992. № 1. С. 80–83.
18. **Ляхов Г. М.** Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах. М.: Наука, 1982.

19. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 1, 2.
20. **Epstein P. S., Plesset M. S.** On the stability of gas bubbles in liquid — gas solutions // J. Chem. Phys. 1950. V. 18, N 11. P. 1505–1509.
21. **Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е.** Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984.
22. **Аэров М. Э., Тодес О. М.** Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. Л.: Химия, 1968.

*Поступила в редакцию 9/III 2000 г.*

---