

## ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ПУЗЫРЬКОВЫХ СРЕДАХ

А. И. Сычев

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

Экспериментально изучены детонационные волны в поли- и монодисперсных пузырьковых средах. Получены данные о критических условиях инициирования, структуре и свойствах волн детонации.

Пузырьковая детонация — процесс, распространяющийся в среде с дискретным распределением источников химической энергии. Энерговыведение в пузырьковых средах (сжатие и воспламенение пузырьков газа в волне детонации) зависит от диаметра пузырьков [1]. Присутствие в системе пузырьков газа различных размеров влияет на процесс энерговыведения в среде и тем самым на характеристики волн детонации.

В [1] изучены детонационные волны в полидисперсных средах с фиксированным распределением пузырьков газа. Детонационные волны в полидисперсных средах с варьируемым распределением пузырьков газа не исследованы. Цель настоящей работы — выяснить влияние присутствия в жидкости пузырьков газа различных размеров на структуру и свойства детонационных волн.

Экспериментальные исследования волн пузырьковой детонации проведены на вертикально расположенной гидродинамической ударной трубе высотой 4,3 м с внутренним диаметром 40 мм [2]. Ударная труба состоит из секций высокого и низкого давления, разделенных разрывной диафрагмой. Секцию низкого давления заполняли жидкостью, пузырьки в которой формировались при прохождении газа через две независимые системы капиллярных отверстий. Высота столба создаваемой пузырьковой среды составляла 3,6 м. Секция высокого давления содержала взрывчатую газовую смесь.

Объемную концентрацию газовой фазы  $\beta_0$  определяли по подъему столба пузырьковой среды при всплытии пузырьков газа в жидкости. Опыты проводили при  $1 \leq \beta_0 \leq 6\%$ . Давление на поверхности пузырьковой среды было равно атмосферному.

Детонационные волны (ДВ) инициирова-

ли ударными волнами (УВ), генерируемыми в пузырьковой среде при сжигании ацетиленокислородной стехиометрической смеси в секции высокого давления. Амплитуду инициирующих УВ варьировали изменением начального давления взрывчатой газовой смеси.

Параметры ДВ регистрировали пьезоэлектрическими датчиками давления, сигналы с которых подавали на осциллографы С9-16 и С8-17. Свечение пузырьковой среды, сопровождающее детонационный процесс, фиксировали фотоэлектронным умножителем ФЭУ-102, оптический ввод которого располагался диаметрально противоположно датчику давления.

Детонационные волны исследованы в моно- и полидисперсных пузырьковых средах типа «химически неактивная жидкость — пузырьки взрывчатого газа»: жидкость — водоглицериновые растворы с объемной концентрацией глицерина  $\alpha = 0; 0,25; 0,5$  (вязкость растворов  $\mu = 1,01 \cdot 10^{-3}; 2,27 \cdot 10^{-3}$  и  $6,84 \cdot 10^{-3}$  Па·с соответственно); газ — ацетиленокислородная стехиометрическая смесь  $C_2H_2 + 2,5 O_2$ . Монодисперсные среды (МДС) — системы, содержащие пузырьки газа одного размера; полидисперсные среды (ПДС) — системы, в которых жидкость содержит одновременно пузырьки газа различных размеров.

Для сопоставления пузырьковых сред введен коэффициент дисперсности, характеризующий степень отклонения полидисперсных сред от монодисперсных:  $\delta = 1 - \max(\beta_n/\beta_0)$ . Здесь  $\beta_n$  — объемная концентрация газа  $n$ -го компонента системы,  $\beta_0$  — общая объемная концентрация газовой фазы,  $\beta_n/\beta_0$  — относительная объемная концентрация газа  $n$ -го компонента,  $\sum_n (\beta_n/\beta_0) = 1$ . Для МДС и ПДС  $\delta = 0$  и  $0 < \delta < 1$  соответственно.

В настоящей работе изучены полидисперс-

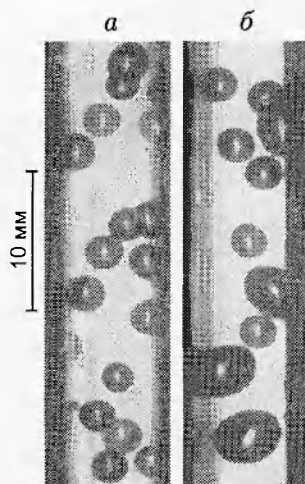


Рис. 1. Фотографии пузырьков газа в ПДС:

$\alpha = 0,5$ ; а —  $\beta_0 = \beta_1(d_2) + \beta_2(d_1) = 0,5 + 0,5 = 1\%$ ,  
 б —  $\beta_0 = \beta_1(d_2) + \beta_2(d_3) = 0,5 + 1 = 1,5\%$

ные пузырьковые среды, содержащие смесь пузырьков газа диаметром  $d_i$  и  $d_j$  ( $i = 1 \div 3$ ,  $j = 1 \div 3$ ;  $d_{i,j} = d_1 = 1,9 \pm 0,1$ ,  $d_{i,j} = d_2 = 2,5 \pm 0,2$ ,  $d_{i,j} = d_3 = 5,1 \pm 0,3$  мм) с объемной концентрацией газовых компонентов системы  $\beta_1 \equiv \beta_1(d_i)$  и  $\beta_2 \equiv \beta_2(d_j)$ ,  $i \neq j$  ( $\beta_0 = \beta_1 + \beta_2$ ). Для исследованных ПДС число газовых компонентов (фракций)  $n = 2$ , при этом  $0 < \delta \leq 0,5$ .

На рис. 1 приведены фотографии пузырьков газа в полидисперсных средах. Распределение пузырьков газа в жидкости хаотичное. Форма пузырьков, вообще говоря, несферичная — пузырьки газа представляют собой сплюснутые эллипсоиды вращения (сфероиды). С увеличением диаметра пузырьков и уменьшением вязкости жидкого компонента системы отклонение формы пузырьков газа от сферической возрастает. Эффективный диаметр пузырьков газа в ПДС и МДС определялся из условия равенства объемов сфероиды и сферы:  $d = a(b/a)^{1/3}$  ( $a, b$  — большая и малая оси сфероиды).

Инициировать пузырьковую детонацию способны УВ с амплитудой выше критической  $p_1^*$ . Значение  $p_1^*$  зависит от свойств пузырьковой среды и возрастает при увеличении  $\beta_0$  и уменьшении  $\mu$ . В МДС  $p_1^*$  зависит от диаметра пузырьков газа: наименьшие значения  $p_1^*$  наблюдаются в системах с пузырьками газа диаметром  $d = d_2$ . В исследованных МДС  $p_1^* = 17 \div 60$  атм. В ПДС  $p_1^* = 17, 17 \div 34$  и  $40 \div 60$  атм при  $\alpha = 0,5, 0,25$  и  $0$  соответственно.

Волна пузырьковой детонации имеет сложную структуру (рис. 2). Пульсационный характер профиля давления ДВ и свечения пузырьковой среды обусловлен дискретным распределением источников химической энергии и является следствием излучения ударных волн и световой энергии воспламенившимися в ДВ пузырьками газа. Длительность ДВ (на уровне  $0,1$  от максимума давления) в исследованных ПДС  $\tau_B = 40 \div 80$  мкс существенно превышает длительность пульсаций давления  $\tau_{\Pi} \approx 5$  мкс. Следовательно, давление в ДВ создается ударными волнами, излучаемыми многими пузырьками газа.

В свою очередь, время сжатия пузырьков газа до момента воспламенения  $\tau_c$  также значительно больше длительности пульсаций давления в ДВ:  $\tau_c \approx 15 \div 40$  мкс для пузырьков газа диаметром  $d = 2 \div 5$  мм [3]. Таким образом, каждый отдельный пузырек газа сжимается в пульсационном поле давления, создаваемом наложением многих УВ.

Осреднение пульсаций давления позволяет получить эффективный профиль давления волны детонации. Осциллограммы на рис. 2 — сигналы датчика давления и фотоумножителя до (А) и после (Б) сглаживания пульсаций давления, проведенного цифровым осциллографом С9-16. Процедура сглаживания заключается в осреднении сигнала по  $n$  точкам; при временном интервале между точками  $\Delta t$  (время дискретизации) постоянная времени сглаживания сигнала  $\tau = n\Delta t$ . В данном случае (см. рис. 2, Б)  $\Delta t = 1$  мкс,  $n = 10$  и  $\tau = 10$  мкс. Величина  $\tau$  выбиралась из условия  $\tau_{\Pi} < \tau < \tau_B$ .

Волна пузырьковой детонации с осредненными пульсациями давления — это уединенная волна, профиль давления которой напоминает волну коноидального типа (см. рис. 2, а) или является суперпозицией волн подобного вида (см. рис. 2, б). Средняя величина эффективного (осредненного) давления волн детонации во всех исследованных системах составляет  $p_1 = 60 \div 80$  атм. За волной детонации давление близко к значению давления в невозмущенной среде.

На рис. 3 приведены результаты измерений скорости ДВ, распространяющихся в МДС и ПДС (каждая точка — среднее нескольких опытов). Скорость волн измеряли с помощью датчиков давления с использованием интегрирующих цепочек (для сглаживания пульсаций давления) [4] на двух участках ударной трубы одновременно. Результаты представлены в

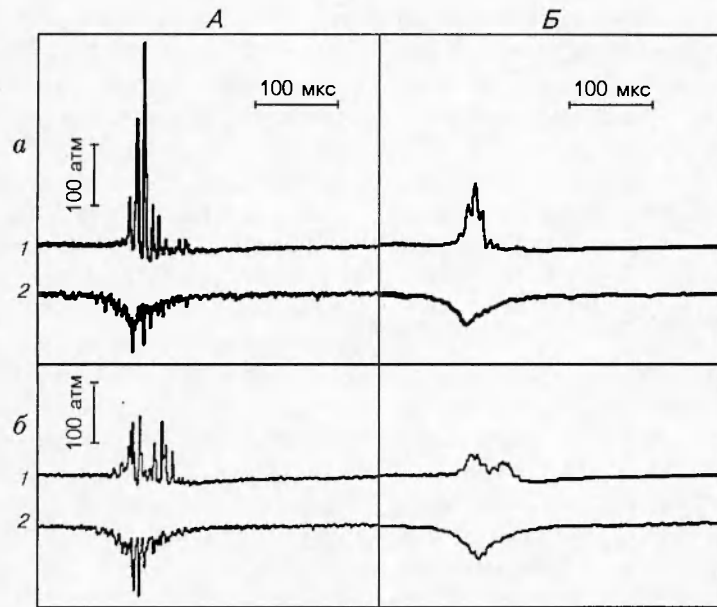


Рис. 2. Осциллограммы давления волны детонации (1) и свечения пузырьковой среды (2) (А) и осредненных профилей давления и свечения (Б):

ПДС;  $\alpha = 0,5$ ; а, б —  $\beta_0 = \beta_1(d_2) + \beta_2(d_1) = 1 + 1 = 2\%$

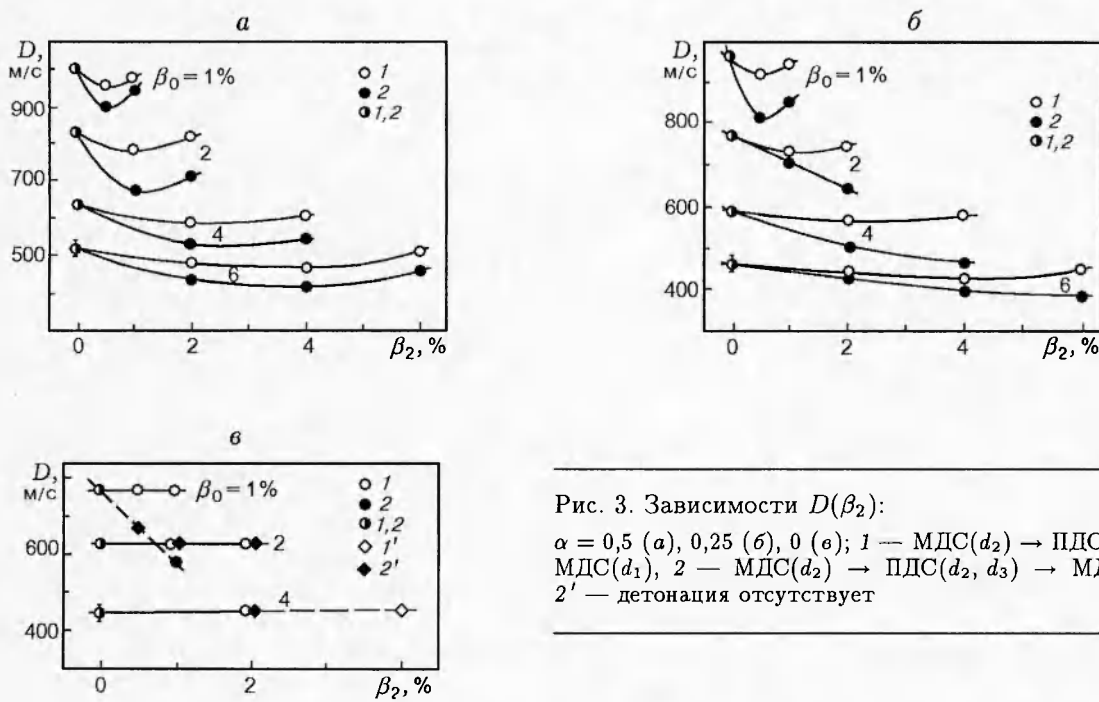


Рис. 3. Зависимости  $D(\beta_2)$ :

$\alpha = 0,5$  (а),  $0,25$  (б),  $0$  (в); 1 — МДС( $d_2$ ) → ПДС( $d_2, d_1$ ) → МДС( $d_1$ ), 2 — МДС( $d_2$ ) → ПДС( $d_2, d_3$ ) → МДС( $d_3$ ), 1', 2' — детонация отсутствует

виде зависимостей скорости волны детонации  $D$  от концентрации второго газового компонента  $\beta_2$ , при этом общая концентрация газовых компонентов  $\beta_0$  служит параметром; здесь  $\beta_1 \equiv \beta_1(d_2)$ ,  $\beta_2 \equiv \beta_2(d_1)$  или  $\beta_2(d_3)$ . При  $\beta_2 = 0$  ( $\beta_1 = \beta_0$ ) и  $\beta_2 = \beta_0$  ( $\beta_1 = 0$ ) пузырьковая среда — МДС; при  $0 < \beta_2 < \beta_0$  — ПДС. Таким образом, при изменении концентрации второго газового компонента системы в пределах  $0 \leq \beta_2 \leq \beta_0$  проводится преобразование пузырьковой среды: МДС( $d_2$ )  $\rightarrow$  ПДС( $d_2, d_1$ )  $\rightarrow$  МДС( $d_1$ ) или МДС( $d_2$ )  $\rightarrow$  ПДС( $d_2, d_3$ )  $\rightarrow$  МДС( $d_3$ ).

Представленные на рис. 3 результаты показывают, что в МДС скорость распространения ДВ зависит от размера пузырьков газа. Скорость  $D$  максимальна в МДС, содержащей пузырьки газа диаметром  $d = d_2$ . При меньших или больших размерах пузырьков ( $d = d_1$  и  $d_3$  соответственно) значение  $D$  уменьшается. Существуют пределы распространения ДВ по диаметру пузырьков газа (верхний и нижний). Так, при  $\alpha = 0$  самоподдерживающиеся режимы детонации отсутствуют в системах, содержащих пузырьки газа диаметром  $d \leq d_1$  (при  $\beta_0 \geq 4\%$ ) и  $d \geq d_3$  ( $\beta_0 \geq 2\%$ ): при амплитудах давления инициирующих УВ до 60 атм наблюдаются лишь пересжатые ДВ, затухающие по мере ослабления поддерживающей УВ. Влияние размера пузырьков газа на характеристики детонационных волн в МДС изучено в [3, 5, 6].

Характер зависимостей  $D(\beta_2)$  определяется параметрами пузырьковой среды. Имеют место два типа зависимостей: монотонный и немонотонный. Так, в пузырьковых средах при  $\alpha = 0,5$  зависимости  $D(\beta_2)$  немонотонные: скорость волны детонации  $D$  в ПДС меньше, чем в МДС.

Такой же тип зависимостей  $D(\beta_2)$  наблюдается в ПДС( $d_2, d_1$ ) при  $\alpha = 0,25$ . В ПДС( $d_2, d_3$ ) при  $\alpha = 0,25$  характер зависимостей  $D(\beta_2)$  определяется параметром  $\beta_0$ : зависимости  $D(\beta_2)$  немонотонные при  $\beta_0 = 1\%$  и монотонные при  $\beta_0 = 2, 4, 6\%$  — значения  $D$  в ПДС лежат в диапазоне изменения скорости волн детонации в МДС.

При  $\alpha = 0$  скорость распространения ДВ не изменяется при переходе МДС( $d_2$ )  $\rightarrow$  ПДС( $d_2, d_1$ )  $\rightarrow$  МДС( $d_1$ ) для случаев  $\beta_0 = 1$  и  $2\%$ ; при  $\beta_0 = 4\%$  детонация существует в МДС( $d_2$ ) и ПДС( $d_2, d_1$ ) и отсутствует в МДС( $d_1$ ). При переходе МДС( $d_2$ )  $\rightarrow$  ПДС( $d_2, d_3$ )  $\rightarrow$  МДС( $d_3$ ) в случае  $\beta_0 = 1\%$  ДВ существуют в МДС( $d_2$ ) и МДС( $d_3$ ), но отсут-

ствуют в ПДС( $d_2, d_3$ ). При больших значениях параметра общей концентрации газовой фазы (до  $\beta_0 = 6\%$ ) волны пузырьковой детонации существуют лишь в МДС( $d_2$ ).

Самоподдерживаемость ДВ обеспечивается энергией, выделяющейся в пузырьковой среде. Скорость распространения детонационного процесса определяется условием динамического равновесия энергетических потоков, при котором энергетические потери волны компенсируются химической энергией, выделяющейся в среде (энергетический баланс [7, 8]). Если энергосодержание среды становится ниже некоторого значения или энергетические потери ДВ возрастают выше критической величины, существование ДВ оказывается невозможным.

Переходы МДС( $d_i$ )  $\rightarrow$  ПДС( $d_i, d_j$ )  $\rightarrow$  МДС( $d_j$ ) осуществлялись при постоянном энергосодержании сред ( $\beta_0 = \text{const}$ ). Следовательно, различие в значениях скоростей распространения ДВ в моно- и полидисперсных средах обусловлено различным уровнем энергопотерь в волнах детонации.

Процессы диссипации энергии в волне пузырьковой детонации разнообразны. Так, существуют различные механизмы теплопотерь пузырьков газа через границу раздела газ — жидкость [3]. Немонотонный характер зависимости скорости распространения волн детонации от диаметра пузырьков газа является результатом действия конкурирующих механизмов теплопотерь, относительная роль которых определяется физико-химическими свойствами среды, в частности размером пузырьков.

При взаимодействии малых пузырьков газа (имеющих сферическую форму) с волной детонации основную роль играют теплопотери через стенки. С ростом диаметра пузырьков газа влияние данного механизма уменьшается, но теплопотери пузырьков при этом повышаются: с увеличением диаметра усиливается искажение поверхности пузырьков газа в процессе сжатия и, следовательно, интенсифицируется теплопередача через границу раздела газ — жидкость. Помимо этого деформация крупных пузырьков газа вызывает несимметричность процесса сжатия с образованием кумулятивной струи жидкости, что также увеличивает теплопотери пузырьков. Наличие различных механизмов теплопотерь пузырьков газа в волне детонации обуславливает существование как нижнего, так и верхнего предела детонации по диаметру пузырьков газа [3].

При переходах МДС( $d_2$ )  $\rightarrow$  ПДС( $d_2, d_{1,3}$ )

→ МДС( $d_{1,3}$ ) эффективное энерговыделение (энергосодержание среды за вычетом энергопотерь) в волне детонации уменьшается. Для ДВ это эквивалентно снижению энергоемкости среды. Согласно [9] уменьшение энергосодержания среды ведет к снижению скорости распространения волн детонации. Таким образом, монотонный характер зависимости  $D(\beta_2)$  при переходах МДС( $d_2$ ) → ПДС( $d_2, d_{1,3}$ ) → МДС( $d_{1,3}$ ) может быть обусловлен снижением эффективного энерговыделения в волне детонации.

Эффект присутствия в среде пузырьков газа различных размеров, проявляющийся в виде немонотонной зависимости  $D(\beta_2)$ , является парадоксальным. В этом случае, с одной стороны, эффективное энергосодержание ПДС( $d_2, d_{1,3}$ ) больше, чем в МДС( $d_{1,3}$ ). С другой стороны, скорость распространения волн детонации в ПДС( $d_2, d_{1,3}$ ) ниже, чем в МДС( $d_{1,3}$ ). Данное обстоятельство указывает на существование дополнительного к отмеченным выше механизма диссипации энергии в ПДС.

Энерговыделение в МДС протекает при резонансном характере взаимодействия пузырьков газа с волной детонации: время сжатия — расширения пузырьков газа равно длительности ДВ; давление в волне и степень сжатия пузырьков (отношение начального диаметра к текущему) изменяются синфазно [1]. В ПДС в силу того, что временные характеристики процесса взаимодействия пузырьков газа с ДВ зависят от диаметра и поэтому различны для пузырьков разного размера, условие резонанса нарушается [1].

В ПДС, содержащих две монофракции, детонационный процесс можно представить как комплекс, состоящий из двух ДВ (см. рис. 2, б). Каждая из этих «моноволн» резонансно взаимодействует с пузырьками газа лишь одной соответствующей фракции. Взаимодействие с пузырьками газа другой фракции происходит несинфазно. Рассогласованность во взаимодействии ДВ с пузырьками газа ведет к появлению дополнительных энергопотерь волны детонации. Таким образом, существует специфический механизм диссипации энергии, присущий распространению ДВ в ПДС и отсутствующий в МДС.

При переходах МДС( $d_i$ ) → ПДС( $d_i, d_j$ ) → МДС( $d_j$ ) возможны различные комбинации волн детонационного комплекса. Данное обстоятельство может обуславливать реализацию

как монотонной, так и немонотонной зависимости  $D(\beta_2)$ .

Наличие энергопотерь вследствие несинфазного взаимодействия ДВ с пузырьками газа в ПДС может привести к тому, что лишь одна из волн детонационного комплекса будет самоподдерживающейся. (При этом вторая, несамоподдерживающаяся, волна оказывается либо пересжатой, если ее длительность меньше длительности самоподдерживающейся волны, либо недосжатой — в противном случае.) Распространение самоподдерживающейся волны обеспечивается энергией, выделяющейся при взаимодействии с пузырьками газа одной, «резонансной», фракции; энергия, затрачиваемая волной на взаимодействие с пузырьками газа другой фракции, компенсируется лишь частично. Данный режим распространения ДВ может быть охарактеризован как «детонация с потерями», аналогично случаю распространения волн детонации в многокомпонентных пузырьковых средах, содержащих смесь пузырьков химически активных газов и пузырьков неактивных газов [2]. Подобный режим распространения ДВ, в котором наряду со снижением эффективного энерговыделения вследствие теплопотерь пузырьков газа имеет место механизм диссипации энергии, обусловленный нерезонансным характером взаимодействия ДВ с пузырьками газа одной из фракций ПДС, может обеспечивать зависимость  $D(\beta_2)$  монотонного типа.

Если энергосодержание ПДС таково, что в системе способны существовать обе ДВ, детонационный процесс будет результатом их взаимодействия. Так как скорости распространения этих ДВ, вообще говоря, различны, подобный детонационный комплекс квазистационарен. Вследствие того, что длительности ДВ различны, при их взаимодействии будет происходить попеременное усиление одной и ослабление другой волны (см. рис. 2, а и б). Взаимодействие ДВ можно представить как процесс интерференции, результат которого аналогичен явлению «биений», наблюдаемому при взаимодействии двух акустических волн с близкими, но не совпадающими частотами.

Конкурирующий характер взаимодействия ДВ приводит к тому, что скорость распространения детонационного процесса как комплекса взаимодействующих волн оказывается в ПДС ниже, чем в МДС. В этом случае имеет место зависимость  $D(\beta_2)$  немонотонного типа.

Отметим, что в некоторых случаях наблю-



дается эффект «гашения» детонации, когда ДВ существуют в МДС, но отсутствуют в ПДС (см. рис. 3,б). В этой связи представляют интерес результаты работ [10, 11], в которых при экспериментальном изучении распространения уединенных волн слабой амплитуды в жидкости с пузырьками химически неактивного газа двух различных размеров установлена немонотонная зависимость затухания волн от относительного газосодержания пузырьков.

Итак, при переходах МДС( $d_i$ ) → ПДС( $d_i, d_j$ ) → МДС( $d_j$ ) возможна реализация зависимостей  $D(\beta_2)$  как монотонной, так и немонотонной типа. Конкретный вид зависимостей  $D(\beta_2)$  определяется обстоятельствами, при которых происходит распространение детонационного процесса (энергосодержанием пузырьковой среды, действием различных механизмов диссипации энергии в волне детонации). При этом детонационный процесс представляет собой комплекс взаимодействующих волн.

В ПДС, содержащей большое число монофракций, результирующая ДВ образуется вследствие взаимодействия многих волн. В этом случае длительность образующейся ДВ больше времени сжатия — расширения пузырьков газа, содержащихся в ПДС [1]. Увеличение длительности ДВ позволяет волне взаимодействовать с пузырьками газа различного размера.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-03-32518).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сычев А. И. Пузырьковая детонация в полидисперсных средах // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 3. С. 114–119.
2. Сычев А. И. Детонационные волны в многокомпонентных пузырьковых средах // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 1. С. 110–117.
3. Сычев А. И. Влияние размера пузырьков на характеристики волн детонации // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 83–91.
4. Сычев А. И. Структура волны пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 4. С. 119–124.
5. Gulhan A., Beylich A. E. Detonation-wave phenomena in bubbled liquid // Proc. 17th Intern. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes, Bethlehem, USA, 1989 / Yong W. Kim (Ed.). New York: Amer. Inst. of Physics, 1990.
6. Scarinci T., Bassin X., Lee J. H. S., Frost D. L. Propagation of reactive wave in a bubbly liquid // Proc. 18th Intern. Symp. on Shock Waves, Sendai, Japan, 1991 / K. Takayama (Ed.). Heidelberg, Hong Kong: Springer-Verlag, 1992.
7. 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.
8. Борисов А. А., Шарыпов О. В. Самоподдерживающиеся уединенные волны в неравновесных средах // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 4. С. 80–87.
9. Сычев А. И. Энергетические пределы существования детонационных волн в пузырьковых средах // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 1. С. 86–91.
10. Гасенко В. Г., Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Накоряков В. Е. Осциллирующие уединенные волны в жидкости с пузырьками газа // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. Т. 21, вып. 6. С. 43–45.
11. Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Марков П. Г., Накоряков В. Е. Распространение волн давления в жидкости с пузырьками газа разных размеров // Акуст. журн. 1989. Т. 35, вып. 1. С. 157–159.

Поступила в редакцию 24/IX 1997 г.