

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Лаврентьев. УМН, 1957, XII, 4, 41.
2. W. A. Allen, J. M. Mapes, W. G. Wilson. J. Appl. Phys., 1954, 25, 5, 675.
3. А. А. Дерибае. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
4. В. М. Кудинов, А. Я. Коротеев. Сварка взрывом в металлургии. М.: Металлургия, 1978.
5. G. Cowan, A. Holtzman. J. Appl. Phys., 1963, 34, 4, 928.
6. E. Schmittmann, W. Koch, H. Scheer. Arch. Eisenhüttenwesen, 1965, 36, 9, 78.
7. S. R. Reid, N. H. S. Sherif. J. Mech. Eng. Science, 1976, 18, 2, 87.
8. J. L. Robinson. Phil. Mag., 1975, 31, 3, 587.
9. А. В. Уткин, А. Н. Дремни, А. Н. Михайлов и др. ФГВ, 1980, 16, 4, 126.
10. М. И. Гуревич. Теория струй идеальной жидкости. М.: Наука, 1979.
11. М. И. Гуревич, М. Д. Хаскинд. ПММ, 1953, 17, 5, 599.
12. J. L. Fox, G. W. Morgan. Quarterly Appl. Math., 1954, 11, 4, 439.
13. А. В. Кузнецов. Нестационарные возмущения течений жидкости со свободными границами. Казань: Изд-во КГУ, 1975.
14. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1971.
15. Г. Ламб. Гидродинамика. М.-Л.: Гостехиздат, 1947.

Поступила в редакцию 5/VI 1984,
после доработки — 23/VII 1985

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ДЕТОНАЦИИ В СИСТЕМАХ ЖИДКОСТЬ — ПУЗЫРЬКИ ГАЗА

А. В. Пинаев, А. И. Сычев

(Новосибирск)

Химически инертная система жидкость — пузырьки газа — пример среды, существование многообразных волновых процессов в которой есть результат совместного проявления нелинейных и дисперсионных эффектов. В химически активных пузырьковых системах возможны своеобразные явления, обусловленные энерговыделением в среде. В [1, 2] показано, что ударная волна (УВ) с амплитудой выше некоторой критической инициирует воспламенение среды за ударным фронтом (исследованы два типа систем с равномерно распределенными в жидкости пузырьками газа: химически реагирующая жидкость — пузырьки взрывчатой газовой смеси (система I) и жидкое горючее — пузырьки газообразного окислителя (система II)). В [2—4] обнаружено существование самоподдерживающегося сверхзвукового автоволнового процесса — волны детонации в системах I (определены также условия инициирования и параметры детонационной волны).

В [4] установлено, что воспламенение химически активных систем происходит при сжатии пузырьков в УВ: вследствие сжатия температура газа в пузырьке повышается и при некоторой амплитуде УВ оказывается достаточной для воспламенения реагирующих веществ. Качественное различие систем I и II заключается в наличии в последней процессов смешения, задерживающих и затрудняющих воспламенение пузырьков.

Цель работы — выяснить возможность и условия существования волны детонации в системах II; изучить структуру и свойства детонации в системах жидкость — пузырьки газа.

Экспериментальные исследования выполнены на установке, описанной в [3, 4]. Параметры волновых процессов, распространяющихся в гидродинамической ударной трубе (диаметр 35 мм, длина 4—5 м), заполненной пузырьковой смесью (диаметр пузырьков $d_0 = 2 \div 4$ мм), регистрировали пьезоэлектрическими датчиками давления (собственная частота ~ 300 кГц) на двух участках ударной трубы одновременно. Самосвещение волновых возмущений фиксировали фотоэлектронным умножителем ФЭУ-31. Оптическую съемку вели через окна (8×240 мм) оптической секции, расположенной на расстоянии 3 м от поверхности газожидкостной

Жидкость	$\rho_{ж}$, кг/м ³	$\mu_{ж} \cdot 10^3$, Па·с	$p_{п}$, мм рт. ст.	$c_{ж}$, м/с
C ₇ H ₁₆	684	0,42	~40	1162
C ₁₆ H ₃₄	773	3,45	~10 ⁻³	~1300
ВМ-3	850	28,2	~10 ⁻⁵	~1400
Конденсаторное масло	865	30,5	~10 ⁻⁵	~1400
Индустриальное масло 20В	930	63,6	—	—
H ₂ O	1000	1,01	—	~1500
0,75 H ₂ O + 0,25 глицерин	1065	2,27	—	~1600
0,5 H ₂ O + 0,5 глицерин	1130	6,84	—	~1700

среды. Волновой процесс регистрировали фоторегистратором барабанного типа и камерой СФР-2М в режимах фоторазвертки (теневая картина с использованием подсветки импульсной лампой ИФК-120 и развертка самосвечения волны детонации) и покадровой съемки (теневая картина).

Исследованы следующие системы II: жидкости (горючее) — предельные углеводороды (C₇H₁₆ и C₁₆H₃₄), масла (ВМ-3, конденсаторное и индустриальное 20В); пузырьки газа (окислитель) — O₂, воздух. Изучали также системы I: водоглицериновые растворы с пузырьками взрывчатой газовой смеси (C₂H₂ + 2,5O₂). Некоторые наиболее существенные физические свойства жидкостей приведены в таблице. (Значения параметров получены при T = 290—293 К.) Вязкость $\mu_{ж}$ измеряли вискозиметром ВПЖ-2, скорость звука $c_{ж}$ определяли по скорости распространения слабых ударных волн. Поверхностное натяжение жидкостей для крупных пузырьков здесь несущественно.

Выбор предельных углеводородов обусловлен тем, что C₇H₁₆ и C₁₆H₃₄ имеют резко различающиеся давления насыщенных паров $p_{п}$ (см. таблицу). Это обстоятельство позволяет проследить влияние процессов смесеобразования на условия существования волны детонации.

Установлено, что в системах II существует детонационная волна (ДВ). Процесс инициирования детонации УВ и ее структура в системах II и I [3, 4] аналогичны. Иницировать ДВ способны УВ с амплитудой $p_1 \geq p_1^*$. Значение p_1^* зависит от свойств и параметров газожидкостной системы. ДВ формируется на некотором расстоянии от поверхности среды, которое уменьшается с увеличением p_1 . Этот процесс заключается в том, что от инициирующей УВ (нестационарной волны) отделяется зона горения — волна детонации, которая, ускоряясь, достигает постоянной скорости D , большей скорости следующей за ней УВ. Значение D существенно (на порядок) превышает равновесную скорость звука в газожидкостной среде.

Воспламенение среды (т. е. энерговыделение) имеет место лишь в ДВ и отсутствует в отстающей волне. Параметры ДВ не зависят от амплитуды инициирующей волны (самоподдерживающийся автоволновой процесс). ДВ представляет собой короткую уединенную волну сжатия длительностью 40—80 мкс с наложенными пульсациями давления, амплитуда которых достигает 150—400 атм. Отметим, что в пузырьковых средах удельное тепловыделение на несколько порядков меньше, чем, например, в жидких и газообразных ВВ.

На рис. 1, а, б приведены осциллограммы, характеризующие волновые процессы в системах C₇H₁₆—O₂ и C₁₆H₃₄—O₂ соответственно (расстояние от поверхности газожидкостной среды ~3,5 м). Концентрация паров C₇H₁₆ в пузырьках O₂ составляет более половины от стехиометрической; в C₁₆H₃₄—O₂ для образования взрывчатой газовой смеси в пузырьках необходимо протекание процессов смесеобразования. Тем не менее система C₁₆H₃₄—O₂ более реакционноспособна, чем C₇H₁₆—O₂: в последней (см.

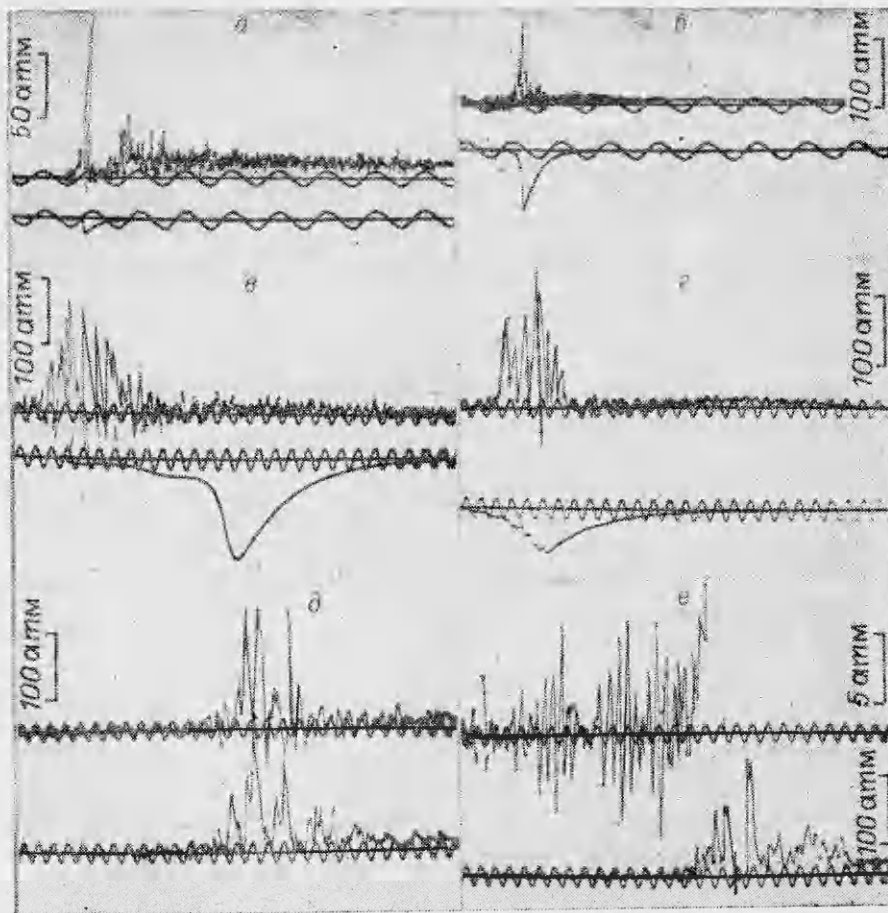


Рис. 1. Осциллограммы профилей давления ДВ и свечения газожидкостной среды (а — г, нижний луч).

а) $C_7H_{16} - O_2$, $\beta_0 = 0,5\%$; б) $C_{16}H_{34} - O_2$, $\beta_0 = 1\%$; в) VM-3 — O_2 , $\beta_0 = 1\%$; г) $(0,75C_2O + 0,25$ глицерин) — $(C_2H_2 + 2,5O_2)$, $\beta_0 = 1\%$; д, е) КМ — O_2 , $\beta_0 = 1,5\%$; период синусоиды $T = 100$ мкс (а, б) и 10 мкс (е — е); $p_0 = 1$ атм.

рис. 1, а) ДВ находится на начальной стадии после формирования — за ней наблюдается движущаяся с меньшей скоростью пинципующая УВ. В рассматриваемых системах $D \sim 1000$ м/с при $\beta_0 = 0,5\%$ и $p_0 = 1$ атм (β_0 — объемная концентрация газовой фазы в газожидкостной среде, p_0 — начальное давление на поверхности газожидкостной среды).

Для выяснения роли химических свойств газового компонента исследована система, состоящая из C_7H_{16} с пузырьками смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$. По данным оптической съемки пузырьки в момент воспламенения сжаты в 3—3,5 раза; при этом в адиабатическом процессе достигаются температуры 900—1000 К. Согласно данным [5, 6], период индукции $C_2H_2 + 2,5O_2$ при этих условиях в 5—10 раз меньше, чем стехиометрической смеси $C_{16}H_{34}$ с O_2 . Однако реакционная способность газожидкостной системы $C_7H_{16} - (C_2H_2 + 2,5O_2)$ оказалась не выше, чем у $C_7H_{16} - O_2$, т. е. значительно ниже, чем у $C_{16}H_{34} - O_2$.

Существенно различаются вязкости C_7H_{16} и $C_{16}H_{34}$ (см. таблицу). С целью выяснения влияния $\mu_{ж}$ на процесс пинципирования ДВ исследованы смеси масел (значения $\mu_{ж}$ у которых больше, чем у $C_{16}H_{34}$) с пузырьками O_2 (см. рис. 1, в). Оказалось, что системы VM-3 — O_2 , конденсаторное масло — O_2 (КМ — O_2) еще более реакционноспособны, чем $C_{16}H_{34} - O_2$: волна детонации в них пинципируется УВ с амплитудой ~ 10 атм (при $\beta_0 = 1\%$, $p_0 = 1$ атм), меньшей по сравнению со значением ~ 40 атм для системы $C_{16}H_{34} - O_2$ в тех же условиях. При этом ДВ в первых двух системах формируется на расстоянии ~ 1 м от поверхности газо-

жидкостной среды. Сопоставление $C_7H_{16}-O_2$ и $C_{16}H_{34}-O_2$ показывает, что влияние вязкости может преобладать над действием процессов смесеобразования.

Структура ДВ в системах II и I аналогична (см. рис. 1, *в*, *г* соответственно). Эффект снижения критических параметров иницирования ДВ в водоглицериновых растворах с пузырьками взрывчатых газовых смесей (системы I) при увеличении $\mu_{ж}$ установлен в [4].

Согласно [7], при сжатии пузырька вследствие влияния вязкости давление газа в пузырьке изменяется на величину $p' = 4\mu_{ж}R^{-1} \cdot dR/dt$. В момент воспламенения $R \approx R_0/3$ (R_0 и R — начальный и текущий радиус пузырька), скорость поверхности пузырька при сжатии $dR/dt \approx \approx 100$ м/с (см. ниже). Для жидкостей, приведенных в таблице, $p' \approx \approx 5 \cdot (10^{-1} \div 10^{-3})$ атм, т. е. непосредственное влияние $\mu_{ж}$ на сжатие пузырька пренебрежимо мало. Эффект вязкости проявляется косвенно: с увеличением $\mu_{ж}$ затрудняется развитие неустойчивостей возмущений поверхности пузырька в процессе сжатия. Теплотери пузырька при этом уменьшаются. В результате критические параметры иницирования детонации снижаются. Данные результаты свидетельствуют о неадиабатичности процесса сжатия пузырьков.

В случае использования в качестве окислителя воздуха система, содержащая ВМ-3, не воспламенялась при иницировании УВ с амплитудой до 100 атм. Сделана попытка изучить систему индустриальное масло 20В с пузырьками O_2 или воздуха. Оказалось, что вследствие большого значения $\mu_{ж}$ (см. таблицу) невозможно создать однородную смесь жидкости с пузырьками газа — при всплытии пузырьки сливаются и образуют крупные пузыри, перекрывающие все сечение трубы. Поэтому нельзя сделать заключение о реакционной способности этих систем, хотя воспламенение отдельных пузырьков в системе масло 20В — воздух наблюдалось. Отметим, что снарядный режим всплытия пузырьков наблюдается во всех случаях при $\beta_0 > 10\%$.

Результаты измерений скорости установившейся ДВ, распространяющейся в системах ВМ-3— O_2 и КМ— O_2 при различных β_0 , приведены на рис. 2, *а*. Факт выхода ДВ на квазистационарный режим (наблюдалось незначительное увеличение D по длине трубы вследствие влияния гидростатического давления на β_0 (см. [3, 4])) контролировали измерением скорости волны на двух участках ударной трубы одновременно (аналогично [3, 4]) и по фоторазверткам самосвечения процесса. Данные на рис. 2, *а* (каждая точка — результат усреднения 5—10 опытов) получены на нижнем участке трубы (расстояние от поверхности столба среды $\sim 3,5$ м). Значения D в системах ВМ-3— O_2 и КМ— O_2 близки, что является, очевидно, следствием схожих физических свойств масел (см. таблицу). Для обеих систем характерна резкая зависимость скорости волны детонации от β_0 . Процесс распространения при $\beta_0 < 0,25\%$ неустойчив, детонация затухает. При $\beta_0 > 8\%$ детонация в средах не возбуждается при иницировании УВ с амплитудой до 50 атм.

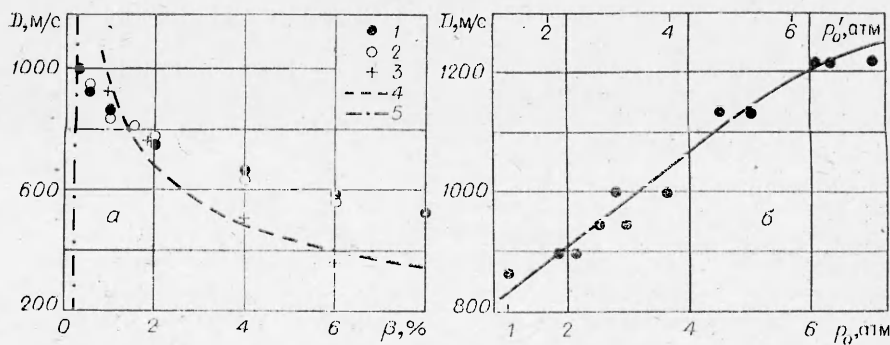


Рис. 2. Зависимость скорости ДВ от β_0 (а) и p_0 (б).

а) 1 — ВМ-3 — O_2 , 2 — КМ — O_2 , 3 — $H_2O - (C_2H_2 + 2,5O_2)$, $p_0 = 1$ атм; 4 — расчет по [8], 5 — граница существования волны детонации; б) ВМ-3 — O_2 , $\beta_0 = 1\%$.

На рис. 2, а приведена также зависимость $D(\beta_0)$ для системы I. Если при малых β_0 значения D в системах I и II близки (что, очевидно, есть следствие незначительного различия $c_{ж}$ (см. таблицу)), то при больших β_0 наблюдается заметное расхождение в значениях D , т. е. D зависит от физико-химических свойств системы.

Штриховая кривая на рис. 2, а — расчет скорости распространения в химически инертной среде уединенной волны коноидальной формы

$$p = \frac{\Delta p}{c_{ж}^2 (\xi/l)} \text{ по зависимости } D = c_0 \left(1 + \frac{\gamma + 1}{3\gamma} \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \right)^{0,5}, \text{ полученной в [8] из уравнения Буссинеска. Здесь } c_0 = \left[\frac{\gamma p_0}{\rho_{ж} \beta_0 (1 - \beta_0)} \right]^{0,5} \text{ — равновесная скорость}$$

звука; γ — показатель адиабаты газа; Δp , l — амплитуда и полуширина волны; $\xi = x - Dt$, x — координаты; t — время. По измерениям усредненных по пульсациям профилей давления в системах I и II $\Delta p \approx 70 \div 100$ атм ($1 \leq \beta_0 \leq 8\%$). Расчет проведен при $\Delta p = 85$ атм, $p_0 = 1,35$ атм (с учетом гидростатического давления), $\gamma = 1,33$ (для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$). Из рис. 2, а видно, что расчетная кривая близка к экспериментальной зависимости $D(\beta_0)$ для системы I.

Результаты измерения D в ВМ-3 — O_2 при различных p_0 (или при соответствующих начальных давлениях p_0 в среде на участке измерения) представлены на рис. 2, б. Отметим, что при повышении p_0 влияние гидростатического давления уменьшается. Увеличение p_0 эквивалентно (при неизменной β_0) увеличению массовой концентрации газа и, следовательно, энергоемкости среды. С ростом p_0 скорость ДВ возрастает (при этом увеличивается амплитуда пульсаций давления в волне). Повышение p_0 ведет к увеличению p_1^* (в системе ВМ-3 — O_2 при $p_0 = 1$ и 7 атм ($\beta_0 = 1\%$) $d_1^* = 10$ и 30 атм соответственно). p_1^* возрастает также с уменьшением d_0 . Так, в системе ($0,5H_2O + 0,5$ глицерин) — ($C_2H_2 + 2,5O_2$) при $d_0 = 3 \div 4$ мм ($\beta_0 = 2\%$) $p_1^* = 10$ атм, а при $d_0 = 0,5 \div 1,0$ мм воспламенение системы не наблюдалось при иницировании УВ с амплитудой до 80 атм, что, вероятно, есть следствие увеличившихся теплотерь при сжатии пузырьков.

Пульсации давления в ДВ, обусловленные излучением пузырьками УВ, имеют стохастический характер: на рис. 1, д приведена осциллограмма сигналов двух датчиков давления, расположенных диаметрально противоположно в одном сечении трубы; на рис. 1, е — сигналы тех же датчиков, но в этом случае чувствительность верхнего луча в 20 раз выше нижнего. Видно, что перед ДВ распространяется предвестник, амплитуда которого уменьшается с расстоянием от фронта ДВ. Возмущения, аналогичные предвестнику, распространяются также в направлении, противоположном движению волны, т. е. ДВ является постоянным излучателем возмущений. Длительность пульсаций давления как в волне, так и в предвестнике и за волной равна 4—6 мкс.

Анализ возмущений, возбуждаемых ДВ в среде, можно провести по дисперсионному соотношению из [9]

$$\frac{k^2}{\omega^2} = \frac{(1 - \beta_0)^2}{c_{ж}^2} + \frac{3\beta_0(1 - \beta_0)}{R_0^2(\omega_0^2 - \omega^2) - 4i\nu_{ж}\omega}.$$

Здесь k — волновое число волны с частотой ω ; $\nu_{ж}$ — кинематическая вязкость жидкости; $\omega_0 = \left(\frac{3p_0}{R_0^2 \rho_{ж}} \right)^{0,5}$ — собственная частота колебаний пузырька. Роль вязкостного затухания, определяемая безразмерным параметром $\eta = \frac{4\nu_{ж}}{R_0^2 \omega}$, в данных опытах незначительна.

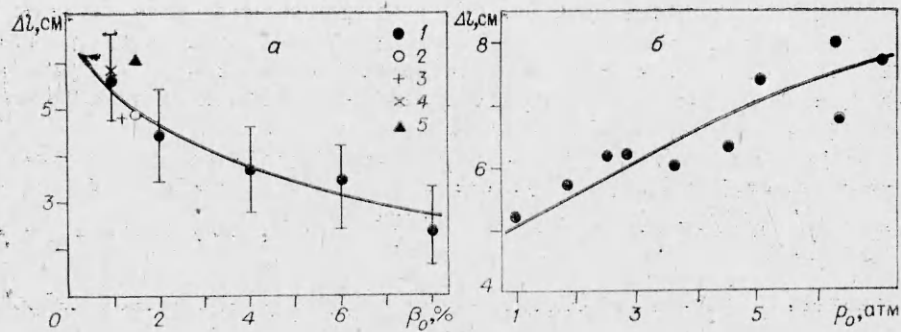


Рис. 3. Зависимость пространственной протяженности ДВ Δl от β_0 (а) и p_0 (б). а) 1 — ВМ-3 — O_2 , 2 — КМ — O_2 , 3 — H_2O — $(C_2H_2 + 2,5O_2)$, 4 — $(0,75H_2O + 0,25 \text{ глицерин})$ — $(C_2H_2 + 2,5O_2)$, 5 — $(0,5H_2O + 0,5 \text{ глицерин})$ — $(C_2H_2 + 2,5O_2)$, $p_0 = 1$ атм; б) ВМ-3 — O_2 , $\beta_0 = 1\%$.

$$\text{Область частот } \omega_0 < \omega < \left[\omega_0^2 + \frac{3\beta_0 c_{ж}^2}{R_0^2 (1 - \beta_0)} \right]^{0,5} \quad (1,3 \cdot 10^4 < \omega <$$

$< 1,7 \cdot 10^5 \text{ рад/с}$) характеризуется сильным безвязкостным затуханием (окно непрозрачности). Так, возмущения частоты $\omega \sim 2\pi/\Delta\tau$, возбуждаемые ДВ длительностью $\Delta\tau \sim 60$ мкс, затухают на длине $k^{-1} < 1$ см, т. е. не распространяются в среде. Высокочастотные пульсации давления в ДВ длительностью 4—6 мкс способны распространяться в среде. Скорость таких возмущений близка к $c_{ж}$.

Средние значения длительности волны детонации (интервал между крайними пульсациями с амплитудами 0,25—0,50 от максимальной) в системах I и II лежат в диапазоне $\Delta\tau = 50 \div 70$ мкс (хотя для каждой системы естественный разброс от среднего значения $\Delta\tau$ составляет ± 20 мкс) и практически не зависят от β_0 и p_0 ($0,5 \leq \beta_0 \leq 8\%$, $1 \leq p_0 \leq 7$ атм). Следовательно, пространственная протяженность ДВ $\Delta l = D\Delta\tau$ при варьировании β_0 и p_0 изменяется, так как D зависит от β_0 и p_0 . На рис. 3 приведены зависимости Δl от β_0 и p_0 . Оценка Δl по приведенному в [8] выражению для полуширины солитона (на полувысоте амплитуды) $l = \left[\frac{2\gamma R_0^2}{(\gamma + 1)\beta_0(1 - \beta_0)} \frac{p_0}{\Delta p} \left(1 + \frac{\gamma + 1}{3\gamma} \frac{\Delta p}{p_0} \right) \right]^{0,5}$ дает близкие к экспериментальным определенным значения (при этом полагалось, что $\Delta l \approx 4l$).

Анализ осциллограмм (см. рис. 1, а—г) указывает на двухстадийный характер свечения в системах масло — O_2 , тогда как в системах I и C_7H_{16} — O_2 и $C_{16}H_{34}$ — O_2 свечение одностадийное. Оптические исследования подтверждают отмеченный факт (рис. 4). На рис. 5 приведены зависимости d/d_0 от времени (d — текущий диаметр пузырька), полученные из анализа фоторазверток теневой картины процесса (см. рис. 4, в). Привязка кривых свечения и сжатия осуществлялась по совмещению свечения пузырька на фоторазвертке с началом сигнала фотоэлектронного умножителя. Сопоставление рис. 4 и 5 позволяет сделать заключение, что двухстадийный характер свечения связан с воспламенением и при повторном сжатии пузырьков в системах масло — O_2 (следствие недогорания при первом сжатии). Таким образом, двухстадийный характер воспламенения пузырьков в ДВ — отличительная черта систем II с большим значением $\mu_{ж}$. Отметим, что вторичное воспламенение пузырьков (регистрируемая интенсивность свечения которого больше, чем первого) почти не отражается на структуре ДВ (наблюдается лишь незначительный подъем давления в системах масло — O_2 , см. рис. 5). Таким образом, пульсации давления в ДВ в системах I и II вызваны излучением пузырьками УВ на стадии расширения при первом воспламенении.

На рис. 6 представлены серии кадров кинограмм детонационного процесса, фиксирующие различные моменты прохождения ДВ.

Оптические исследования позволяют получить информацию о механизме и структуре ДВ, характере взаимодействия пузырьков с волной,

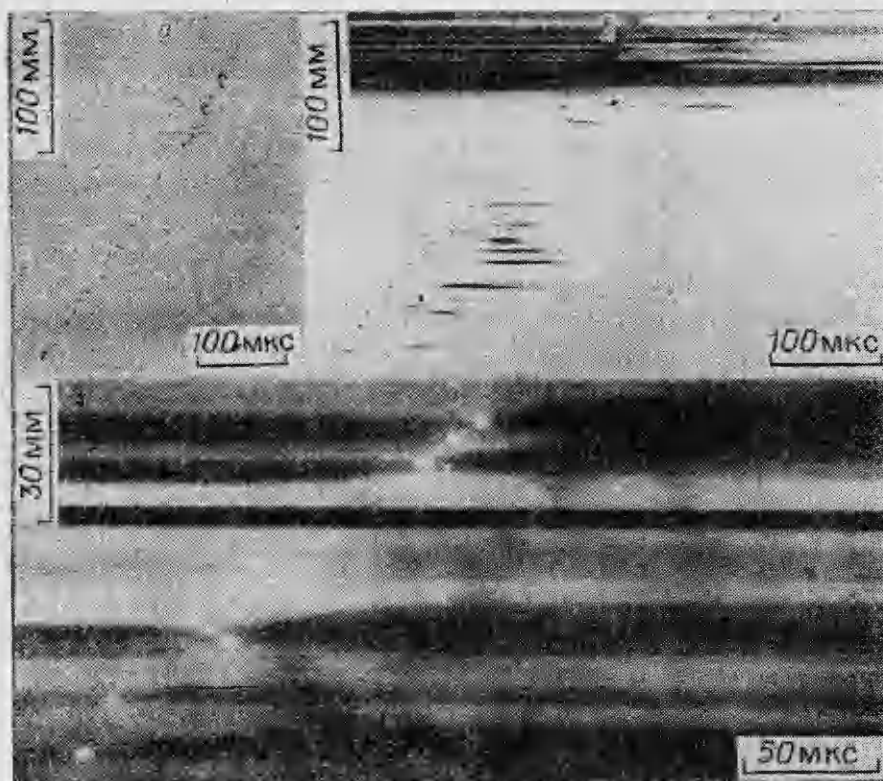
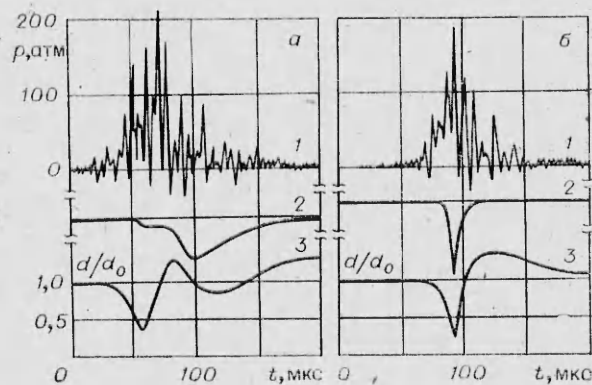


Рис. 4. Фоторазвертки самосвечения (а, б — негативы) и теневой картины (б — верхняя часть, в) ДВ.
 а) $C_2H_2 - O_2$, $\beta_0 = 0,5\%$; б) ВМ-3 — O_2 , $\beta_0 = 1\%$; в) $(0,5H_2O + 0,5 \text{ глицерин}) - (C_2H_2 + 2,5O_2)$, $\beta_0 = 1,5\%$, $p_0 = 1 \text{ атм.}$

динамике сжатия пузырьков в поле давления волны; выяснить механизм и особенности воспламенения пузырька и их зависимость от свойств газожидкостной системы; проследить коллективные эффекты поведения пузырьков в волне детонации.

Анализ данных оптических исследований позволил установить, следующие факты. Волна детонации распространяется по механизму микровзрывов: воспламенившиеся пузырьки излучают в окружающую жидкость УВ, которые, в свою очередь, воспламеняют пузырьки, находящиеся перед волной. Режим распространения ДВ близок к стационарному (см. рис. 4). Пузырьки в жидкости имеют, вообще говоря, несферическую форму, но с увеличением вязкости жидкости она становится близка к сферической. Пузырьки в ДВ практически не смещаются (см. рис. 6), что является следствием особенностей волны — короткой длительности (40—80 мкс) и образования за волной области, в которой давление близко к величине давления в невозмущенной среде (т. е. за ДВ поток прак-

Рис. 5. Осциллограммы профилей давления ДВ (1), свечения газожидкостной среды (2) и кривые сжатия пузырьков в ДВ (3) в системах КМ— O_2 (а) и $(0,5 H_2O + 0,5 \text{ глицерин}) - (C_2H_2 + 2,5 O_2)$ (б). $\beta_0 = 1,5$ (а) и 1% (б), $p_0 = 1 \text{ атм.}$



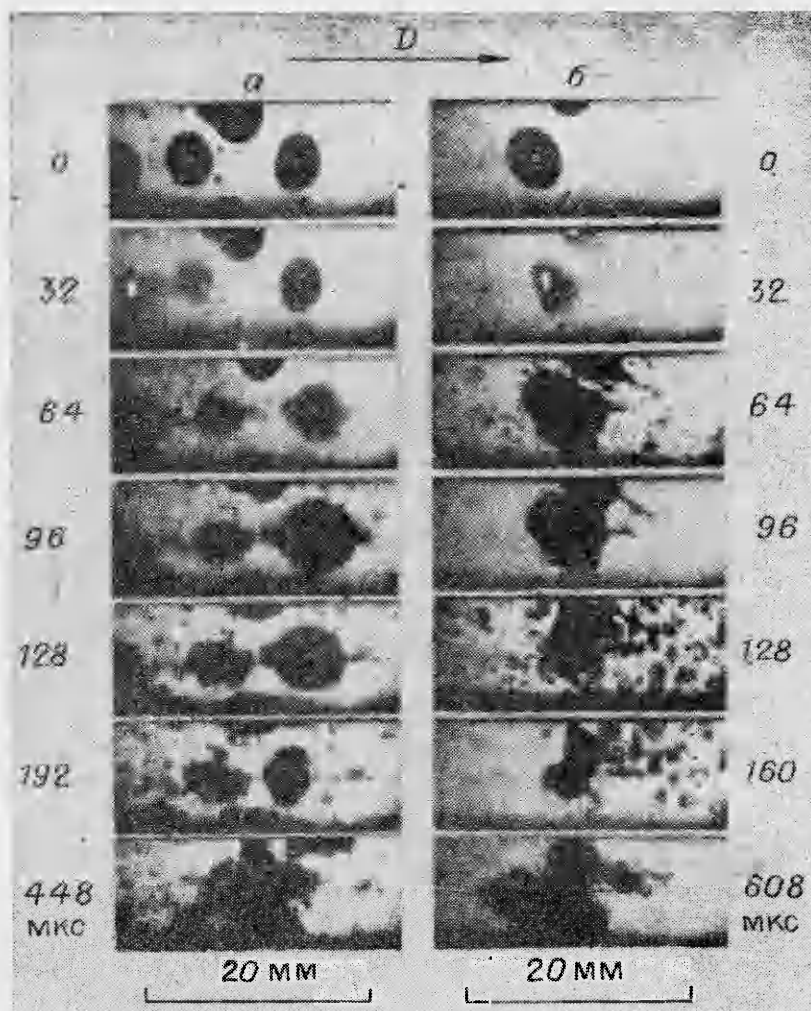


Рис. 6. Кинограммы теневой картины пузырьков в ДВ в системе $(0,5\text{H}_2\text{O} + 0,5 \text{ глицерин}) - (\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2)$. $\beta_0 = 1,5$ (а) и 1% (б), $p_0 = 1 \text{ атм.}$

тически неподвижен). Взаимодействие с волной приводит к сжатию пузырьков, которое протекает до момента воспламенения (степень сжатия при воспламенении $d_0/d = 3 \div 4$). Задержка воспламенения (время от начала взаимодействия пузырька с волной до момента воспламенения) составляет $10-20 \text{ мкс}$, т. е. процесс сжатия отдельного пузырька в волне и, как следствие, воспламенение есть существенно коллективное явление: согласно осциллограммам профиля давления ДВ (см. рис. 1, в, г), длительность пульсаций давления равна $4-6 \text{ мкс}$; такой же профиль давления имеет волна, действующая на отдельный пузырек. Таким образом, каждый отдельный пузырек сжимается в поле давления УВ, излучаемых несколькими пузырьками.

Длительность свечения (горения) пузырька составляет $1-3 \text{ мкс}$ при первом сжатии и существенно дольше ($50-100 \text{ мкс}$) при втором. Скорость его поверхности при сжатии $v \approx 60 \div 80 \text{ м/с}$, при расширении вследствие повышения давления при воспламенении $v \approx 110 \div 125 \text{ м/с}$. Пузырьки после воспламенения расширятся до $(1,5-2,0)d_0$ и излучают в окружающую жидкость УВ. После их прохождения в жидкости создаются зоны разрежения, в которых наблюдается множество мелких ($\leq 0,1d_0$) пузырьков (см. рис. 6). Образование пузырьков в зонах разрежения в меньшей степени происходит также при последующих осцилляциях основных пузырьков.

Искажение формы пузырька наблюдается уже при первом расширении: хотя на значительной части этапа первого сжатия не происходит заметного искажения формы, на последних стадиях сжатия образуется кумулятивная струйка жидкости, которая пробивает пузырек насквозь. Кумулятивная струйка отчетливо видна на стадии расширения пузырька (см. рис. 6); направление ее движения не всегда строго соответствует направлению волны. Заметим, что проникновение жидкости в пузырек и последующее ее даже частичное, распыление способно существенно ускорить процессы смесеобразования в системах II; но газ при этом охлаждается. Проникновение струйки сквозь пузырек приводит иногда к разрушению его на части и в любом случае — к искажению его формы. Кроме того, на стадии расширения становится заметен рост неустойчивостей возмущений поверхности пузырьков, которые зарождаются, по-видимому, на последних стадиях сжатия. В результате после 2—3-х осцилляций пузырьки полностью утрачивают первоначальную форму и распадаются на мелкие части. После прохождения ДВ газожидкостная среда представляет собой однородную смесь жидкости с большим количеством мелких ($d < 0,5-1,0$ мм) пузырьков.

По мнению авторов, механизм формирования ДВ в системах I и II может быть следующим. Известно (см., например, [8, 10] и приведенные в них соответствующие ссылки), что в химически инертных средах существуют УВ с осцилляторной структурой. Осцилляции давления за фронтом волны обусловлены инерцией присоединенной массы пузырьков. По мере распространения УВ распадается на последовательность уединенных волн — солитонов, движущихся с различными скоростями, пропорциональными амплитудам. В химически активных средах иницирующая УВ также имеет осцилляторную структуру [1, 3, 4]. Наличие энерговыделения в первой осцилляции приводит к резкому повышению давления в среде и увеличению амплитуды солитона и, следовательно, скорости его распространения. В результате солитон-волна детонации отделяется от иницирующей УВ.

Важно отметить различие между ДВ и солитоном, существующем в химически инертных пузырьковых средах. Солитон формируется в результате совместного проявления нелинейных и дисперсионных свойств среды. При столкновении солитоны сохраняют свою форму и скорость. Существование ДВ, также являющейся уединенной волной, обусловлено энерговыделением в среде. При столкновении или отражении от твердой преграды ДВ исчезают, поскольку распространение ДВ приводит к необратимым изменениям среды, т. е. в химически активных средах также имеет место баланс, но теперь уже между запасенной в среде энергией и ее диссипацией в ДВ. Это условие может быть критерием отбора скорости распространения детонационного процесса.

Настоящее и предшествующие [1—4] исследования позволяют сделать следующее заключение о зависимости критических условий иницирования, параметров и структуры ДВ от параметров и физико-химических свойств компонентов систем. Увеличение β_0 , p_0 и уменьшение d_0 ведет к повышению p_1^* ; рост μ_k и сокращение периода индукции воспламенения τ_k газового компонента системы снижает p_1^* . Скорость ДВ растет с повышением p_0 и $c_{ж}$ и падает с увеличением β_0 и τ_k . Повышение p_0 усиливает пульсации давления в волне. Пространственная протяженность ДВ Δl уменьшается с увеличением β_0 и возрастает с повышением p_0 . Отметим, что, несмотря на количественные и качественные различия систем I и II, структура ДВ во всех системах идентична, что свидетельствует о большой общности явления.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Сычев. ФГВ, 1985, 21, 2, 130.
2. А. И. Сычев, А. В. Пинаев. — В кн.: I Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Т. I, ч. 1. Алма-Ата — Черногоровка, 1984.
3. А. И. Сычев. ФГВ, 1985, 21, 3, 103.

4. А. И. Сычев, А. В. Пинаев. ПМТФ, 1986, 1.
5. G. P. Glass, G. B. Kistiakowsky et al. J. Chem. Phys., 1965, 42, 2.
6. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. ФГВ, 1982, 18, 6, 81.
7. И. Poritsky. Proc. First U. S. Nat. Congr. Appl. Mech., 1952.
8. В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев, И. Р. Шрейбер. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Институт теплофизики, 1983.
9. Г. К. Бэтчелор.— В сб. переводов. Механика, 1963, 3, 109.
10. С. С. Кутателадзе, В. Е. Накоряков. Теплообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984.

Поступила в редакцию 17/VII 1985

О ТЕМПЕРАТУРЕ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ВЗРЫВЕ В КАМЕРЕ

А. П. Ершов, А. Л. Куперштох
(Новосибирск)

Существует мнение, что при расширении продуктов детонации (ПД) в замкнутом объеме их температура в общем падает, оставаясь ниже значения за фронтом детонационной волны. Данная работа посвящена численному расчету полей температуры при сферически симметричном взрыве заряда во взрывной камере. Оказалось, что в заметной доле массы ПД достигаются температуры, в несколько раз превышающие температуру Чепмена — Жуге. Этот эффект связан в основном не со сферической кумуляцией, а со сложной структурой течения при расширении ПД и последующей циркуляцией ударных волн (УВ).

В настоящее время опубликовано много расчетов взрыва заряда ВВ в газовой среде, в том числе и внутри взрывной камеры [1]. В основном исследовались нагрузки, действующие на стенку камеры. Термическое состояние продуктов при взрыве в камере не рассматривалось. Распределение температуры в пространстве и времени может влиять на свойства и конечный состав ПД. Возможен также теплообмен между нагретыми ПД и объектами, подвергаемыми воздействию взрыва.

Состояние ПД в условиях сильного расширения до сих пор не вызвало заметного интереса, так как основная часть работы взрыва производится плотными ПД. Однако на температуру внутри камеры могут влиять особенности расширения при относительно низких давлениях. В частности, оказались важными свойства газа, заполняющего взрывную камеру.

Постановка задачи. Рассматривается сферический заряд ТГ 50/50, расположенный в центре взрывной камеры. После выхода детонации на поверхность заряда начинается расширение ПД в окружающий газ. Движение газа и ПД описывается уравнениями газовой динамики в лагранжевых координатах

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{v_0}{R^2} \frac{\partial x^2 u}{\partial R}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + v_0 \frac{x^2}{R^2} \frac{\partial p}{\partial R} = 0,$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{p} \frac{\partial v}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial x}{\partial t} = u.$$

где v — удельный объем; u — скорость; x и R — эйлерова и лагранжева координаты; p — давление; ϵ — внутренняя энергия. Задача решалась методом искусственной вязкости по разностной схеме [2]. В центре камеры и на стенке $u = 0$. Уравнение состояния ПД в виде $p = p(v, \epsilon)$ взято из [3]. Газ, заполняющий камеру, считался идеальным с постоянным показателем адиабаты γ . Температура расширившихся ПД вычислялась по полученным значениям p и v как для идеального газа в предположении, что средняя молекулярная масса $\mu = 30$ г/моль.

Варианты расчетов приведены в таблице. Варьировался вид (т. е. μ и γ) и начальное давление газа p_0 . Рассматривались различные отношения L радиуса камеры к радиусу заряда R_0 и в случае CO_2 ($L = 12$) два