

26. В. В. Митрофанов, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5.
27. D. H. Edwards, G. O. Thomas, M. A. Nettleton. J. F. P. Mech., 1979, 95, 79.
28. J. H. Lee, R. Knystautas, C. M. Guirao. Proceeding of the International Specialist Meeting on Fuel — Air Explosion. Montreal, Canada, 1982.
29. H. Matsui, J. H. Lee. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, 1979.
30. I. O. Moen, M. Donato, R. Knystautas a. o. 18-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, 1981.
31. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.
32. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5.
33. А. А. Васильев. ФГВ, 1982, 18, 3.
34. R. Knystautas, J. H. Lee, C. M. Guirao. Comb. Flame, 1982, 48, 63.
35. C. K. Westbrook, P. A. Urtiew. 19-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, 1982.
36. R. Atkinson, D. C. Bull, P. J. Shuff. Comb. Flame, 1980, 39, 287.
37. D. C. Bull. Trans. I. Chem. Eng., 1979, 57, 249.
38. D. C. Bull, J. E. Elsworth, G. Hooper. Acta Astronautica, 1978, 5, 997.
39. D. C. Bull, J. E. Elsworth, G. Hooper. Comb. Flame, 1979, 34, 3, 327.
40. D. C. Bull, J. E. Elsworth, G. Hooper. Comb. Flame, 1979, 35, 1, 27.
41. G. A. Carlson. Comb. Flame, 1973, 21, 383.
42. J. A. Nicholls, M. Sichel, Z. Gabrijel a. o. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, 1979.
43. R. Vander Molen, J. A. Nicholls. Comb. Sci. Techn., 1979, 21, 75.
44. J. H. Lee, H. Matsui. Comb. Flame, 1977, 28, 61.
45. P. A. Urtiew, C. M. Tarver. Progress in Astronautics and Aeronautics, 1981, 75, 370.
46. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.
47. C. G. Bach, R. Knystautas, J. H. Lee. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, 1971.
48. A. Burcat. Comb. Flame, 1977, 28, 319.
49. M. W. Slack, A. R. Grillo. Comb. Flame, 1981, 40, 155.
50. E. A. Dorko, D. M. Bass, R. W. Crossley a. o. Comb. Flame, 1975, 24, 173.
51. E. K. Dabora. Comb. Flame, 1975, 24, 181.
52. R. W. Crossley, E. A. Dorko, K. Scheller a. o. Comb. Flame, 1972, 19, 373.
53. C. S. Eubank, M. J. Rabinowitz, W. C. Gardiner a. o. 18-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, 1982.
54. G. B. Skinner, G. H. Ringrose. J. Chem. Phys., 1965, 43, 4129.
55. G. B. Skinner. Halogenated Fire Suppressants. ACS Symposium Series 16, R. G. Gann (ed). American Chemical Society, 1975.

О ПАРАМЕТРАХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ГАЗЕ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПРИ КОНЦЕНТРИРОВАННОМ ВЫДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ

А. В. Троцюк, В. Ю. Ульяницкий
(Новосибирск)

Если во взрывчатой газовой смеси энергия выделяется источником достаточно быстро и в малом объеме, то возбуждаемая волна вначале является обычной ударной волной без тепловыделения за фронтом или пересжатой детонационной. Затем по мере распространения степень пересжатия падает и либо устанавливается стационарный режим самоподдерживающейся детонации, либо при недостаточной величине энергии источника детонационный процесс может сорваться вообще. Такие волны реализуются при сильном (прямом) инициировании газовой детонации и, кроме того, являются составным элементом любого детонационного процесса, возникая при столкновении поперечных волн, существующих на детонационном фронте в газе ввиду его неустойчивости.

Численными расчетами установлены основные закономерности распространения таких волн в приближении мгновенной химической реакции [1]. При учете конечной скорости реакции [2] обнаружены одномерные пульсации на фронте волны и срыв детонации. Результаты этих расчетов качественно соответствуют обширному экспериментальному материалу по газовой детонации.

С другой стороны, при практических расчетах и даже при построении упрощенных теоретических моделей детонационных процессов удобно использовать приближенные аналитические зависимости для описания параметров затухающих детонационных волн. Как правило, достаточно исчерпывающую информацию можно получить на основе зависимости, описывающей изменение осредненной скорости фронта в процессе распространения волны. В [3], а затем в [4—6] такой подход позволил построить замкнутые модели ячейки, инициирования и галолирующего режима детонации, удобные для практического использования.

И результаты численных расчетов, и аналитические зависимости [3, 4] пока не имели непосредственной экспериментальной проверки, хотя согласие моделей [3—6] с экспериментом можно считать косвенной проверкой использованных зависимостей. Качественные экспериментальные данные по профилям затухания пересжатых волн в режимах, близких к критическому режиму инициирования, можно найти, например, в [7, 8], однако они не дают исчерпывающей информации по данному вопросу. Поэтому настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию затухания детонационных волн, возбуждаемых при концентрированном выделении энергии, и анализу способов описания параметров таких волн.

Эксперимент

Затухание пересжатых детонационных волн изучалось на установке, схема которой приведена на рис. 1. Для исследования цилиндрических волн в плоском канале ($400 \times 180 \times 10$ мм) с помощью вставок образовывались цилиндрические секторы с раствором угла ($10, 20$ и 90°), а для исследования плоских волн формировался канал с поперечным сечением 10×10 мм. Пересжатые детонационные волны возбуждались в результате электрического разряда от источника высокого напряжения с суммарной энергией до 40 Дж. Использовалась смесь $C_2H_2 + 2,5O_2$.

В ходе экспериментов с помощью следового метода регистрировалась ячеистая структура фронта детонационной волны на всем протяжении ее движения и фоторегистратором снималась развертка самосвечения через щель, ориентированную по оси соответствующего канала (см. рис. 1). Благодаря установке ступенчатого светофильтра удалось избежать пере-

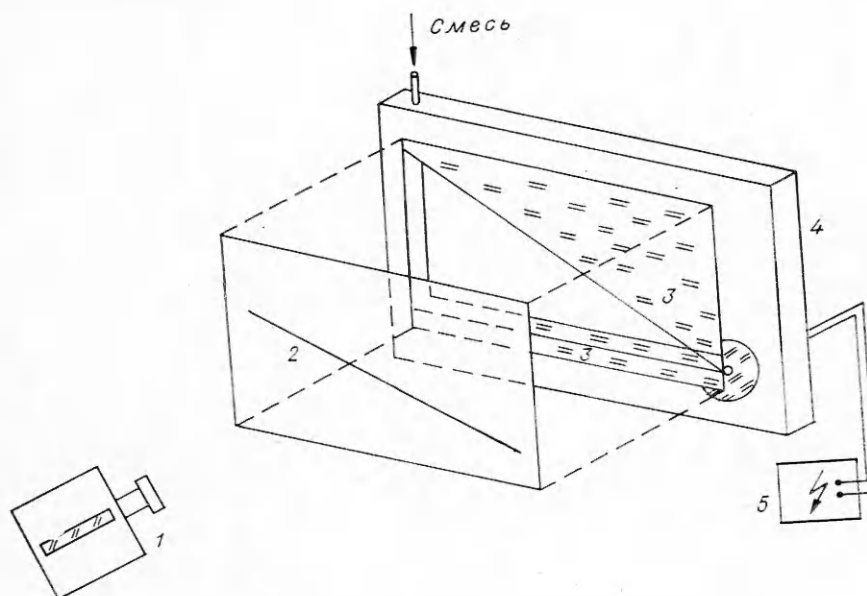


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.
1 — фоторегистратор; 2 — щель; 3 — формирующие вставки; 4 — канал; 5 — источник инициирования.

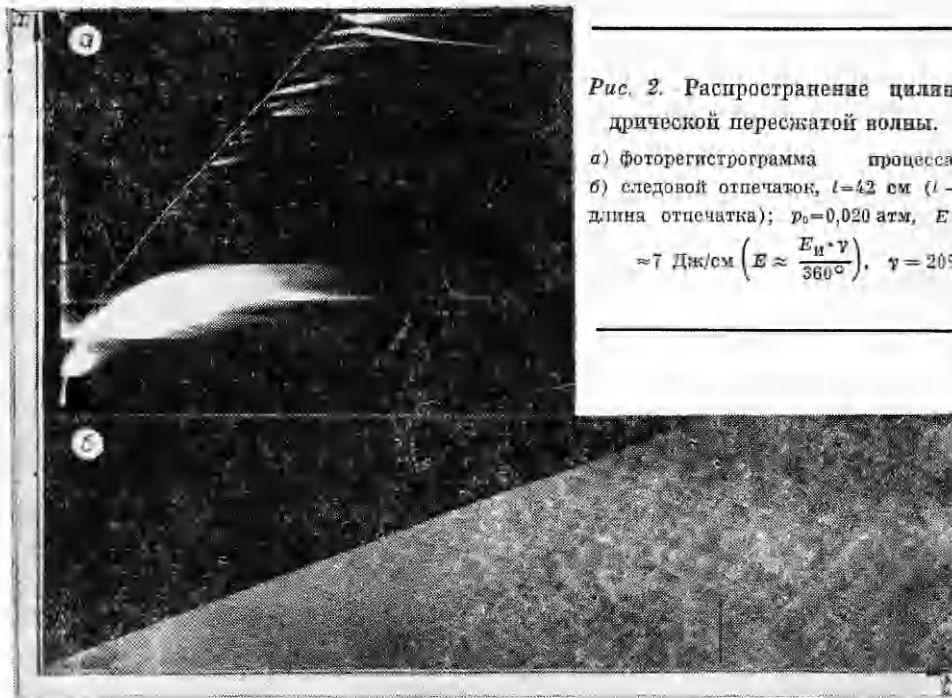


Рис. 2. Распространение цилиндрической перешагнутой волны.

а) фоторегистрограмма процесса; б) следовой отпечаток, $l=42$ см (l — длина отпечатка); $p_0=0,020$ атм, $E_{\text{и}} \approx 7$ Дж/см ($E \approx \frac{E_{\text{и}} \cdot \gamma}{360^\circ}$), $\gamma=20^\circ$.

засветки фоторегистрограммы в области разряда и зафиксировать процесс практически от точки инициирования (рис. 2, а). Типичный следовой отпечаток приведен на рис. 2, б.

Предварительные эксперименты, в ходе которых варьировался угол цилиндрического сектора, показали, что боковые стенки сектора не оказывают заметного влияния на процесс. Скорость детонационной волны в стационарном режиме не зависела от угла сектора, профиль спада скорости перешагнутой волны при данной энергии инициатора изменялся при переходе от одного угла к другому в соответствии с энергетическим законом подобия: квадрат скорости волны пропорционален средней плотности энергии за фронтом. Это позволяет приводимые в дальнейшем экспериментальные данные для $\gamma=20^\circ$ и полученные на основе анализа этих дан-

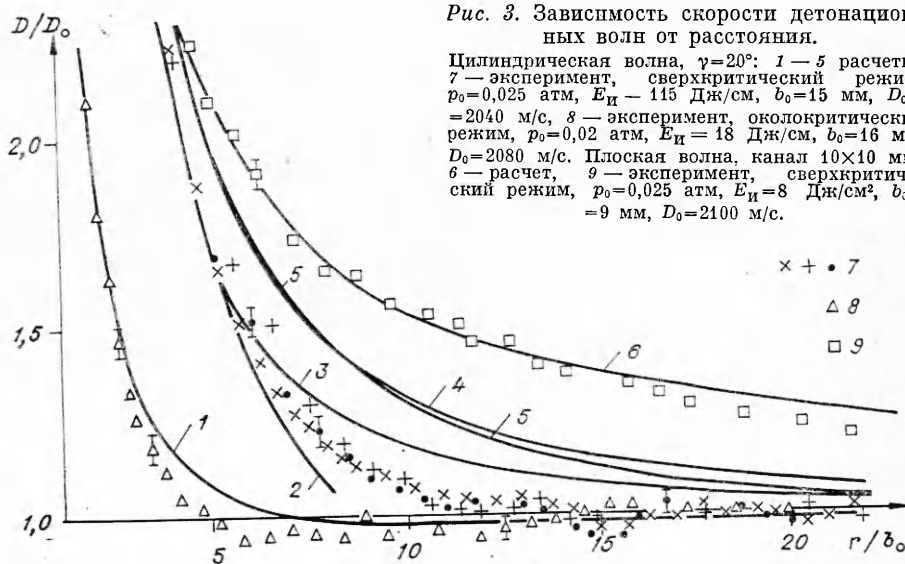


Рис. 3. Зависимость скорости детонационных волн от расстояния.

Цилиндрическая волна, $\gamma=20^\circ$: 1—5 расчеты; 7 — эксперимент, сверхкритический режим, $p_0=0,025$ атм, $E_{\text{и}}=115$ Дж/см, $b_0=15$ мм, $D_0=2040$ м/с, 8 — эксперимент, околокритический режим, $p_0=0,02$ атм, $E_{\text{и}}=18$ Дж/см, $b_0=16$ мм, $D_0=2080$ м/с. Плоская волна, канал 10×10 мм; 6 — расчет, 9 — эксперимент, сверхкритический режим, $p_0=0,025$ атм, $E_{\text{и}}=8$ Дж/см², $b_0=9$ мм, $D_0=2100$ м/с.

ных закономерности считать общими для цилиндрических волн, в том числе и для свободной цилиндрической волны.

На рис. 2, а приведена типичная фоторегистрограмма процесса распространения волны в цилиндрическом секторе. Применение для инициирования детонации мощного высоковольтного источника позволило получить достаточно протяженные пересжатые волны с амплитудой, превышающей $2D_0$ (D_0 — скорость распространения детонации в стационарном режиме).

В результате обработки фоторазверток с помощью численного дифференцирования построены профили спада скорости пересжатой детонационной волны. На рис. 3, 7 нанесены результаты трех экспериментов, выполненных при неизменных начальных условиях. Видно, что повторяемость достаточно хорошая. Погрешность измерения складывается из ошибки, связанной с обработкой экспериментальных данных, и ошибки дифференцирования. В целом погрешность не превышает 2% по скорости в основном диапазоне измерения и 3,5% — на начальном участке. При

обезразмеривании скоростей и координат детонационных волн использовались экспериментальные значения скорости D_0 и продольного размера ячейки стационарной волны b_0 . Участок стационарного распространения детонации определялся по фоторазвертке и контролировался по следовым отпечаткам как участок, на котором размер ячейки остается неизменным (см. рис. 2). Регистрирование в одном эксперименте размера ячейки и скорости пересжатой волны позволило построить зависимость размера ячейки пересжатой детонационной волны от ее скорости для расходящейся затухающей волны (рис. 4, 1). Здесь же приведены результаты, полученные для плоских затухающих волн (рис. 4, 2) [9] и для плоских стационарных пересжатых волн (рис. 4, 3) [10]. Все данные представлены в относительных координатах D/D_0 и b/b_0 (b — размер ячейки в пересжатой волне).

Описание затухания пересжатых волн в приближении мгновенной химической реакции

Известно [11], что чем больше пересжата детонационная волна, тем сильнее химический состав продуктов сдвигается в сторону диссоциации и при $D \sim 2D_0$ в большинстве взрывчатых смесей тепло в ходе химической реакции за фронтом пересжатой волны практически не выделяется. Такая волна по существу является обычной ударной волной и, как показано в [12], при таких D исчезает и присущая детонационным волнам ячеистая структура. Очевидно, что в этих условиях изменение параметров волны, возбужденной сильным источником, при достаточно быстром выделении энергии должно подчиняться законам задачи о сильном точечном взрыве в инертной среде [13]. В частности, зависимость скорости распространения волны от расстояния выразится как

$$D = \left[\frac{4E_{\pi}}{(\nu + 2)^2 \alpha \rho_0 r^{\nu}} \right]^{1/2} \quad \text{или} \quad D/D_0 = \left[\frac{4E_{\pi}}{(\nu + 2)^2 \alpha \rho_0 D_0^2 b_0^{\nu}} \left(\frac{b_0}{r} \right)^{\nu} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где E_{π} — энергия источника; α — параметр сильного точечного взрыва; ρ_0 — начальная плотность смеси; $\nu = 1, 2, 3$ — показатель размерности задачи.

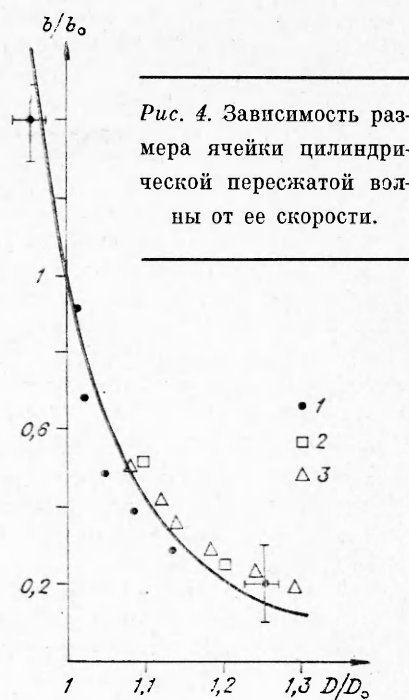


Рис. 4. Зависимость размера ячейки цилиндрической пересжатой волны от ее скорости.

На рис. 3 эта зависимость представлена кривой 2 ($\nu = 2$, $E_{\text{и}} = 115$ Дж/см, $\alpha = 1,3$, $\rho_0 = 3,1 \cdot 10^{-3}$ кг/м³). Видно, что на начальном участке $D \geq 1,5D_0$ экспериментальные данные хорошо описываются зависимостью (1). Анализ следовых отпечатков (см. рис. 2, б) показывает, что при $D \approx 1,5D_0$ впервые появляется ячеистая структура в пересжатой волне, т. е. тепловыделение в ходе химической реакции за фронтом начинает оказывать существенное влияние на распространение пересжатой детонационной волны в данной смеси лишь при $D \leq 1,5D_0$. Простейшим образом это влияние можно учесть с помощью энергетической добавки к $E_{\text{и}}$ в (1), учитывающей химическое энерговыделение. Основанная на этом принципе в предположении мгновенности химической реакции зависимость, впервые предложенная в [3] и обобщенная в [4, 5], имеет вид

$$D/D_0 = \left[\frac{4E_{\text{и}}}{(\nu + 2)^2 \alpha \rho_0 D_0^2 b_0^{\nu}} \left(\frac{b_0}{r} \right)^{\nu} + q(D/D_0) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где $q(D/D_0)$ — функция тепловыделения за фронтом, в общем случае зависящая от скорости волны. Условие $q(D/D_0) = 1$ соответствует $Q = Q_0 = \text{const}$, где Q_0 — тепловыделение за фронтом стационарной детонации. На рис. 3, 5 приведены результаты численного расчета [1] при $Q = \text{const}$, приведенные по законам подобия к условиям наших экспериментов и зависимость (2) при $q(D/D_0) = 1$ — кривая 4. Количественное различие численного счета и приближенной зависимости (2) меньше 3%. Качественно зависимость (2) отличается от численного счета тем, что она дает асимптотическое приближение к D_0 по мере затухания пересжатой детонационной волны, а в [1] выход на стационарный режим происходит на конечном расстоянии. Однако на этом расстоянии (в данном случае при $r/b_0 = 41,5$) зависимость (2) дает величину D , превышающую D_0 менее чем на 1%. Таким образом, результаты точного расчета [1] достаточно хорошо аппроксимируются зависимостью (2), и можно говорить о правомерности и хорошей эффективности развитого в [3—5] «энергетического подхода» для приближенного описания профиля спада скорости затухающих детонационных волн.

Однако приближение $Q = \text{const}$ оказывается слишком грубым и линии 4 и 5 лежат значительно выше эксперимента (на отдельных участках до 25%).

Кривая 3 на рис. 3 — расчет по формуле (2) с учетом зависимости тепловыделения за фронтом, взятой из [11]. Предполагается, что количество тепла, выделяющееся за фронтом затухающей волны, соответствует такому однородному во всем объеме составу продуктов, который устанавливается за фронтом стационарной пересжатой волны, имеющей такую же скорость. Кривая 3 уже значительно лучше согласуется с экспериментом. Остающееся заметное, но не превышающее 10% отличие наблюдается при $D \approx 1,1 \div 1,3 D_0$. Можно выделить две возможные причины этого отличия. Во-первых, температура за фронтом затухающей детонационной волны, как и за фронтом ударной волны в инертной среде, возрастает от фронта к центру взрыва. Следовательно, во внутренней области даже при $D \leq 1,5D_0$ значительный объем продуктов взрыва находится в полностью диссоциированном состоянии и реальный энергетический вклад химической реакции оказывается меньше полученного в предположении однородного состояния продуктов во всем объеме за фронтом.

Во-вторых, в реальной детонационной волне из-за задержки воспламенения и конечной скорости рекомбинационных процессов тепловыделение идет с некоторой задержкой, что тоже создает дополнительный дефицит энергии. В экспериментах по возбуждению плоских волн благодаря отсутствию расхождения фронта удалось значительно снизить влияние этих факторов, и отличие расчета по формуле (2) с учетом $q(D/D_0)$ от эксперимента не превышает погрешности измерения скорости (см. рис. 3, б).

Учет задержки тепловыделения за фронтом

Итак, задержка химического энерговыделения за фронтом затухающей пересжатой детонационной волны приводит к более резкому спаду скорости в процессе затухания. Однако при достаточно большой энергии источника скорость волны монотонно падает до выхода детонации на стационарный самоподдерживающийся режим, при этом ячейка в процессе затухания монотонно увеличивается и достигает максимального значения в стационарной волне (см. рис. 2). Чем больше величина выделенной энергии, тем более точно зависимость (2) будет описывать процесс распространения волны. При уменьшении энергии источника влияние фактора задержки резко возрастает, что приводит не только к количественным эффектам, но и к принципиальным качественным изменениям процесса затухания волны, выражающимся в немонотонном изменении ячейки и скорости волны (наличие минимума скорости см., например, [7, 8]). А в режимах, близких к критическому режиму инициирования, на участках движения волны с пониженной скоростью, возможен срыв многофронтной структуры и переход к пульсациям одномерного типа либо полный срыв детонации [14]. Такие эффекты, естественно, не могут быть обнаружены в приближении мгновенной реакции.

Впервые в работе [15] показано, что причины немонотонного изменения скорости волны, возбужденной сильным источником во взрывчатой смеси, и возможного срыва детонационного процесса кроются в наличии задержки воспламенения за фронтом детонационной волны. Однако отсутствие выражения, связывающего задержку воспламенения с параметрами затухающей волны, не позволило авторам [15] получить более конкретные качественные и количественные результаты.

Естественным развитием «энергетического подхода» будет учет «недовыделения» энергии за фронтом волны. Особо следует отметить, что глобальные характеристики детонационной волны (например, величина скорости движения фронта), возбужденной сильным точечным источником, определяются суммарной энергией за фронтом волны, поэтому в «энергетическом подходе» необходимо учитывать именно задержку тепловыделения, а не просто задержку воспламенения, которая определяет, по существу, только индукционную стадию реакции.

Определим радиусом $(r - \Delta)$ исходный объем, соответствующий прореагировавшему количеству смеси за фронтом волны радиуса r . Тогда, следуя «энергетическому подходу», выражение для скорости (2) необходимо преобразовать к следующему виду:

$$D/D_0 = \left\{ \left[\frac{4E_n}{(\nu + 2)^2 \alpha \rho_0 D_0^2 b_0^\nu} + q (D/D_0) \left(\frac{r}{b_0} - \frac{\Delta}{b_0} \right)^\nu \right] \left(\frac{b_0}{r} \right)^\nu \right\}^{1/2}. \quad (3)$$

При $\Delta = 0$ (3) совпадает с (2), а при $\Delta = r$ получаем решение задачи о сильном точечном взрыве в инертной среде. Ясно, что задержка тепловыделения, включающая в себя задержку воспламенения, сильно зависит от температуры на ударном фронте волны и, следовательно, в свою очередь есть функция скорости D , поэтому для окончательного установления зависимости для D необходимо связать Δ и D .

Известно, что параметром, однозначно связанным с индукционными расстояниями во фронте детонационной волны, является размер ячейки. По окончании индукционной стадии реакции сжигание смеси также осуществляется составными элементами ячейки — поперечными волнами и передним фронтом, поэтому разумно для оценки суммарной задержки тепловыделения воспользоваться размером ячейки b . И поскольку при прохождении детонационным фронтом расстояния, равного размеру ячейки, вся поступившая за это время смесь вступает в химическую реакцию, будем считать $\Delta \approx b$.

Зависимость размера ячейки от скорости движения детонационной волны в основном задается температурой на ударном фронте и в соответ-

ствии с [3] может быть описана упрощенным выражением вида

$$b = b_0 \sqrt{\frac{T}{T_{10}}} \exp \frac{E_a}{R} \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{10}} \right] \approx b_0 \frac{D_0}{D} \exp \frac{E_a}{RT_{10}} \left[\left(\frac{D_0}{D} \right)^2 - 1 \right], \quad (4)$$

где T_{10} — температура на ударном фронте самоподдерживающейся детонации; R — газовая постоянная; E_a — энергия активации. Эта зависимость достаточно хорошо описывает полученные экспериментальные данные (см. рис. 4) с $E_a/RT_{10} = 4,5$, что соответствует условиям данных экспериментов при $E_a \approx 17000$ кал/моль.

Учет задержки для сверхкритического режима дает снижение скорости не более 2% (соответствующая зависимость практически совпадает с кривой 3 на рис. 3), т. е. при такой энергии источника задержками уже можно пренебрегать, а для более точного описания скорости необходимо учитывать влияние распределения температуры в продуктах детонации.

При меньшей энергии источника в околокритическом режиме учет задержки имеет принципиальное значение. В этих условиях (см. рис. 3, 8) зависимость (3) с $\Delta = b$ и $E_a/RT_{10} = 4,5$ (кривая 1) описывает характерный минимум скорости и при $D \approx (1,3 \div 1,1)D_0$ уменьшение скорости по сравнению с (2) и $q = q(D/D_0)$ за счет задержки достигает 5%. Для аналитического продолжения зависимости $q(D/D_0)$ в область $D < D_0$ использовалось выражение $q(D/D_0) = (D_0/D)^3$, которое при $D_0 \leq D \leq 1,25D_0$ с точностью $\sim 3\%$ соответствует расчетам [11]. Причина остающегося различия расчета и эксперимента в околокритическом режиме та же, что и в сверхкритическом.

Выводы

Экспериментально исследовано затухание плоских и цилиндрических пересжатых волн, возбужденных сильным источником в газовой взрывчатой смеси. Получены количественные характеристики процесса затухания в сверх- и околокритических режимах. Установлена зависимость размера ячейки в расходящейся затухающей волне от величины ее скорости.

Показано, что «энергетический подход» позволяет получить достаточно надежные аналитические зависимости для описания процесса затухания. Причем существенное значение имеет учет «дефицита» энергии за счет сдвига химического равновесия продуктов детонации в сторону диссоциации как на самом фронте пересжатой инициирующей волны, так и во внутренней области за фронтом.

Предложен способ описания процесса затухания детонационной волны, учитывающий задержку тепловыделения за фронтом, который отражает немонотонную зависимость скорости при малой энергии источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. P. Korobeinikov. Acta Astr., 1969, 14, 5.
2. В. А. Левин, В. В. Марков. ФГВ, 1975, 11, 4.
3. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5.
4. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3.
5. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 4.
6. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1981, 17, 1.
7. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5.
8. O. H. Edwards, G. Hooper, J. M. Morgan. Acta Astr., 1976, 3, 1—2.
9. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. — В кн.: Детонация. Материалы V Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. Черногоровка, 1977.
10. Т. П. Гавриленко, Е. С. Прохоров. — В кн.: Детонация. Материалы VI Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. Черногоровка, 1980.
11. Ю. А. Николаев, М. Е. Тончян. ФГВ, 1977, 13, 3.
12. В. И. Манжелей, В. А. Субботин. ФГВ, 1976, 12, 6.
13. Л. П. Седов. Методы подобия и размерности в механизме. М.: Наука, 1972.
14. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1981, 17, 2.
15. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.