

УДК 534.222.2+536.46+661.215.1

## ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев, В. А. Васильев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, gasdet@hydro.nsc.ru  
Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Предложена методика определения энергосодержания горючей смеси, основанная на обработке траектории расширяющейся волны с позиции модели сильного взрыва. Сравняются траектории волн при критическом инициировании многофронтной детонации в горючей смеси и траектория взрывной волны от этого же инициатора в инертной смеси, газодинамические параметры которой эквивалентны параметрам горючей смеси. Энергосодержание смеси определяется как разность совместного энергосодержания инициатора и горючей смеси при критическом инициировании и энергосодержания инициатора при возбуждении взрывной волны в инертной смеси. Приведены результаты экспериментальной проверки методики на примере стехиометрической смеси ацетилен — кислород. Обнаружены заметные отклонения экспериментального профиля энергосодержания от существующих модельных представлений.

Ключевые слова: ударная волна, детонационная волна, инициирование, энергосодержание горючей смеси, модель сильного взрыва.

DOI 10.15372/FGV20170612

Традиционно под химическим энергосодержанием смеси  $Q$  понимается разность между полной энтальпией образования исходных компонентов смеси (индекс  $i$ ) и полной энтальпией образования продуктов химической реакции (индекс  $j$ ):

$$Q = \sum \alpha_i H_{f_i}^0 - \sum \alpha_j H_{f_j}^0.$$

Здесь  $\alpha$  — численные коэффициенты при участвующих в реакции химических веществах,  $H_f^0$  — энтальпия образования этих веществ при стандартной температуре  $T = 298.15$  К.

Именно такое энергосодержание стоит в уравнении энергии классической теории детонации с плоским фронтом:

$$H_0 + Q + u_0^2/2 = H + u^2/2,$$

где  $u_0$  и  $u$  — скорости втекающего и вытекающего потока в системе фронта волны, а термодинамическая часть удельной энтальпии каждого индивидуального вещества определяется формулой

$$H_{i,j} = \int_{298.15}^T c_{p,i,j} dT,$$

$c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении.

В рамках идеализированной одномерной модели детонации вначале применялась гипотеза о мгновенной химической реакции и ступенчатом профиле энергосодержания (модель Михельсона — Чепмена — Жуге), позднее вместо мгновенного энергосодержания стал использоваться модельный экспоненциальный профиль энергосодержания в детонационной волне (ДВ) с функциональной зависимостью типа аррениусовской с естественными асимптотическими условиями  $Q(t=0) = 0$  и  $Q(t \rightarrow \infty) = \text{const}$  (модель Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга) (рис. 1):

$$\frac{dQ}{dt} = Q_*(1 - \exp(-\beta t)).$$

Современные суперкомпьютеры позволя-

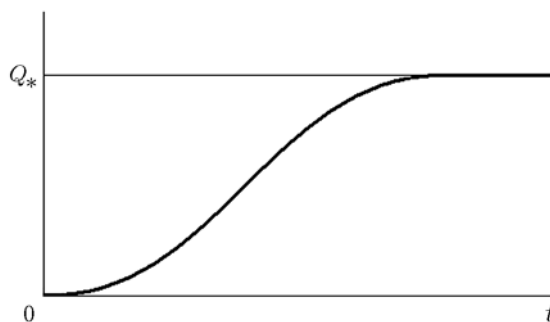


Рис. 1. Классическое представление об энергосодержании в горючей смеси

ют отказаться от обобщенного уравнения Арениуса и перейти к расчетам в рамках модели детальной кинетики со многими элементарными реакциями превращения исходных веществ в конечные продукты реакции (около 2000 реакций для тяжелых углеводородов), однако точность предсказания конечного состояния все еще недостаточна для надежного согласования с экспериментом. К сожалению, специалисты по численным расчетам очень не любят вопроса о том, насколько используемые ими в расчетах величины  $Q$  согласуются с экспериментальными данными. Почему-то решение совместной системы газодинамических и кинетических уравнений существует при завышенных значениях  $Q$  по сравнению с величинами, получаемыми из расчетов параметров ДВ в предположении термодинамического и химического равновесия продуктов. Как результат — завышение расчетной скорости детонации и занижение размера ячеек по сравнению с экспериментом. Обилие эффектных картинок течения и настойчиво пропагандируемое вычислителями мнение о «хорошем» соответствии расчетов и экспериментов создает иллюзию надежного предсказания поведения детонирующей системы, но не соответствует истинному положению дел в этой области. Можно привести один показательный пример. В настоящее время созданы программы расчета ДВ, вращающейся внутри осесимметричной цилиндрической камеры сгорания (модель детонационного двигателя). Во все программы включены компьютерные фильмы такого процесса, но почти во всех расчетах нет согласия расчетных величин с экспериментальными (по скорости распространения, частоте вращения, количеству волн, тяговым характеристикам и т. д.). Все это упирается в проблему надежного определения энерговыделения горючей смеси.

Несмотря на почти 70-летнюю историю обнаружения неустойчивости классической одномерной модели с гладким плоским фронтом и открытия многофронтной структуры газовой детонации, практически неисследованным остается вопрос об энерговыделении в многофронтной детонации, где значительная пространственная и временная неоднородности являются существенными признаками ДВ. В данной работе представлены некоторые идеи и данные, касающиеся этой неисследованной области.

Теория сильного взрыва [1, 2] в инерт-

ной среде дает соотношение между мгновенно выделившейся энергией взрыва  $E_\nu$ , начальной плотностью  $\rho_0$ , координатой взрывной волны  $r$  и временем  $t$ :

$$r(t) = [E_\nu / (\alpha_\nu \rho_0)]^{1/(\nu+2)} t^{2/(\nu+2)}, \quad (1)$$

где  $\nu = 1, 2, 3$  соответственно для плоского, цилиндрического и сферического случаев. В координатах  $r^{(\nu+2)} - t^2$  эта зависимость должна изображаться прямой линией. По ее наклону можно определить значение  $E_\nu$ , которому в данном случае следует приписать смысл энергии инициирования или «полезной» энергии источника. Параметр  $\alpha_\nu$  зависит от симметрии задачи  $\nu$  и показателя адиабаты исходного газа  $\gamma_0$  и рассчитывается по аппроксимационной формуле [2]

$$\alpha_\nu = k_1(\gamma_0 - 1)^{k_2 + k_3 \lg(\gamma_0 - 1)}.$$

В области значений  $1.2 \leq \gamma_0 \leq 2.0$ , типичных для большинства газообразных смесей, имеем:

$\nu = 1$ :

$$k_1 = 0.36594, k_2 = -1.2537, k_3 = -0.18471;$$

$\nu = 2$ :

$$k_1 = 0.35246, k_2 = -1.1768, k_3 = -0.13945;$$

$\nu = 3$ :

$$k_1 = 0.31246, k_2 = -1.1409, k_3 = -0.11735.$$

Например, при возбуждении сферической ( $\nu = 3$ ) взрывной волны в безграничном пространстве («воздушный» точечный взрыв)

$$r(t) = [E_3 / (\alpha_3 \rho_0)]^{1/5} t^{2/5}$$

или

$$r^5 = [E_3 / (\alpha_3 \rho_0)] t^2, \quad (2)$$

откуда

$$E_3 = \alpha_3 \rho_0 |r_j^5 - r_i^5| / \Delta(t^2)_{ij} = E_3^*, \quad (3)$$

где  $r_i$  и  $r_j$  — координаты фронта взрывной волны в моменты, разделенные интервалом времени  $\Delta t_{ij}$ . Следует особо отметить, что на создание взрывной волны в каждом полупространстве затрачивается половина энергии заряда (в силу симметрии). Потому если тот же инициатор возбуждает полусферическую взрывную волну, находясь на поверхности раздела идеальных сред («наземный» взрыв), то

выделившаяся энергия инициатора распределяется между полупространствами в соответствии с законами отражения волн от границы раздела. При абсолютном отражении вся энергия уходит в полупространство, заполненное газом, что эквивалентно удвоению энергии взрывной волны по сравнению с безграничной средой. Если же второе полупространство («земля») частично поглощает энергию исходной взрывной волны, то в «воздушное» полупространство будет уходить взрывная волна, энергия которой составляет лишь часть энергии инициатора, причем коэффициент пропорциональности лежит в диапазоне между 2 и 1.

При возбуждении цилиндрической ( $\nu = 2$ ) взрывной волны в безграничном пространстве

$$r(t) = [E_2/(\alpha_2\rho_0)]^{1/4}t^{2/4}$$

или

$$r^4 = [E_2/(\alpha_2\rho_0)]t^2, \quad (4)$$

откуда

$$E_2 = \alpha_2\rho_0[r_j^4 - r_i^4]/\Delta(t^2)_{ij} = E_2^*. \quad (5)$$

Если бы за фронтом ударной волны реакция была мгновенной, то  $E_\nu = \rho_0 Q \beta_\nu r^\nu$  ( $\beta_3 = (4/3)\pi$ ,  $\beta_2 = \pi$ ,  $\beta_1 = 2$ ) и из формулы (1) для сильного взрыва легко получить скорость детонации

$$D_\nu = \frac{dr}{dt} = \frac{2}{\nu + 2} \frac{r}{t} = \sqrt{\frac{Q\beta_\nu}{\alpha_\nu}} = \text{const}_\nu.$$

Другими словами, взрывная волна с мгновенной реакцией за фронтом должна распространяться с постоянной скоростью, хотя скорости волн различной симметрии (различные значения  $\alpha$  и  $\beta$  для сферической, цилиндрической и плоской волн) неодинаковы.

Несколько странный результат, поскольку в экспериментах заметного различия в скоростях ДВ разной симметрии не отмечалось. Справедливости ради, следует отметить, что экспериментальных данных по скоростям цилиндрических и сферических волн чрезвычайно мало. С формальной точки зрения вопрос о различных скоростях  $D$  можно снять, предположив, что значения  $Q$  неодинаковы для волн различной симметрии: максимальное для плоских волн и минимальное для сферических. Но каких-либо убедительных аргументов этому пока не найдено.

Так что вопрос об энерговыделении весьма нетривиален. Данная работа — попытка прояснить некоторые аспекты этой проблемы.

В [3, 4] на примере взрывающейся проволоочки ( $\nu = 2$ ) и высоковольтного электроразряда ( $\nu = 3$ ) подробно описана экспериментальная методика определения критической энергии инициирования многофронтной детонации и эффективной энергии используемого при этом инициатора. Кратко напомним суть методики.

Методика исследований на первом этапе заключается в определении (например, для стехиометрической смеси  $C_2H_2 + 2.5O_2$ ) порогового давления смеси  $p_*$ , выше которого данный инициатор с фиксированным запасом энергии надежно возбуждает ДВ (например, при одинаковых емкости  $C$  и напряжении  $U$  импульсного конденсатора при использовании электрической проволоочки или электроразряда в качестве инициатора).

Согласно теории сильного взрыва, при фиксированной энергии взрыва  $E_0$  параметры ударных волн в различных газах и их профили будут одинаковыми (на стадии сильного взрыва), если одинаковы плотности газов  $\rho_0$  и показатели адиабат  $\gamma_0$ . Тогда для определения критической энергии инициирования многофронтной детонации при данном значении  $p_*$  на втором этапе необходимо определить «полезную» энергию  $E_\nu$  (по ударной волне от этого же источника) в смеси данного топливного компонента с любым двухатомным инертным газом (например,  $C_2H_2 + 2.5N_2$ ) при давлениях, отличающихся от  $p_*$  во столько раз, во сколько раз различаются молекулярные массы  $\mu_*$  исходной смеси (при  $p_*$ ) и выбранного химически инертного ее аналога. Тем самым удовлетворяется условие одинаковости  $\rho_0$  и  $\gamma_0$  при фиксированной энергии  $E_0$ . Так, замена  $O_2$  на  $N_2$  позволяет добиться одинаковости показателя  $\gamma_0$  в горючей смеси стехиометрического состава и ее инертном аналоге, а для сохранения плотности ( $\rho_{\text{смесь}} \approx 106/3.5$ ,  $\rho_{\text{аналог}} \approx 96/3.5$ ) эксперимент в инертном аналоге следует проводить при давлении  $p_0 = p_* \cdot 106/96$ .

На третьем этапе осуществляется обработка шпирен-развертки траектории взрывной волны в инертной смеси с позиций модели сильного взрыва, что позволяет определить критическую энергию (например, для сферической волны — по прямолинейному участку зависимости  $r^5(t^2)$ , а для цилиндрической — по пря-

молинейному участку зависимости  $r^4(t^2)$ . Для данной смеси ( $\gamma_0 = 1.3323$ ) коэффициенты  $\alpha_3 = 1.032$  и  $\alpha_2 = 1.197$ .

На четвертом этапе аналогичным образом обрабатывается шлирен-развертка критического инициирования ДВ, когда к инициатору добавляется химическая энергия горючей смеси и за счет их коллективного воздействия волна трансформируется в самоподдерживающуюся ДВ, только уже за счет энерговыделения смеси.

На рис. 2 приведена типичная шлирен-развертка траектории взрывной волны, возбуждаемой в инертной среде. Качественное поведение ударной волны — ее постепенное ослабление по мере удаления от источника инициирования — одинаково как для цилиндрической расходящейся волны (инициирование взрывающейся проволокой в канале между двумя параллельными стеклами), так и для сферической ударной волны, возбуждаемой электрическим разрядом между электродами. Кроме этого, хорошо видно поведение плазменного сгустка от инициатора: он быстро расширяется (играя роль поршня) до своего максимального объема (со стабилизацией границы), а затем быстро остывает, переставая воздействовать на взрывную волну (во всяком случае — волнами сжатия, а волна разрежения, конечно же, продолжает свое движение вдогонку за расширяющейся взрывной волной, ослабляя ее).

На рис. 3 приведена типичная шлирен-развертка траектории взрывной волны при критическом инициировании многофронтной ДВ. Четко видно, что, в отличие от монотонного ослабления взрывной волны в инертной среде, характер поведения ударной волны при инициировании многофронтной детонации заметно иной. Ослабление ударной волны наблюдается лишь вблизи инициатора, когда вклад энерговыделения смеси еще доста-

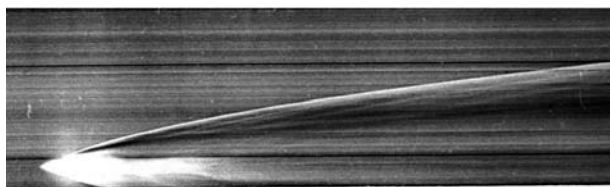


Рис. 2. Типичная шлирен-развертка цилиндрической взрывной волны, возбуждаемой при разряде конденсатора на взрывающуюся проволочку (в инертной среде)

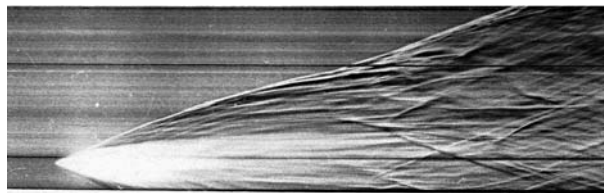


Рис. 3. Типичная шлирен-развертка критического инициирования цилиндрической ДВ в горючей среде, возбуждаемой совместным действием электроразряда на взрывающуюся проволочку и энерговыделения горючей смеси за счет химической реакции

точно мал по сравнению с энергией инициатора. Затем же, по мере удаления от инициатора, роль химического энерговыделения смеси возрастает и становится определяющей. В результате затухание ударной волны прекращается и волна за счет химического энерговыделения смеси трансформируется в самоподдерживающуюся ДВ, распространяющуюся с постоянной скоростью.

Следует заметить, что плазменное облако на рис. 3 также отличается от рис. 2, его свечение гораздо дольше. Скорее всего, «затяжка» свечения обусловлена уже свечением продуктов химической реакции смеси, попавших под воздействие паров металла проволочки. На рис. 3 видно, что ускорение фронта головной волны и переход к детонации наблюдаются уже после того, как плазменное облако инициатора «закончило» свое воздействие на расширяющуюся волну. Здесь же четко видно, что практически одновременно во многих точках возникают локальные очаги химической реакции, возбуждающие расходящиеся от этих точек волны (как вслед за ударной волной, так и по направлению к начальной точке инициирования).

Фоторазвертка (см. рис. 3) четко демонстрирует, что химическая реакция за фронтом инициирующей волны возникает не одновременно, а в отдельных точках, распределенных по пространству неоднородным образом. Иными словами, реальное энерговыделение в многофронтной ДВ существенно отличается от модельного, основанного на представлении о гомогенном воспламенении смеси на поверхностях, сопряженных с поверхностью головной ударной волны. Особый интерес представляет область спонтанного возникновения инициирующих центров в затухающей взрывной волне. Например, на шлирен-фотографиях рис. 3 это примерно через 15 мкс после подачи инициру-

ющего импульса на взрывающуюся проволочку, когда радиус взрывной волны достиг примерно 40 мм. Очень важно, чтобы к этому моменту выделение энергии инициатора уже завершилось, а газодинамическое течение взрывной волны определялось лишь «полезной» энергией, вышедшей на стационарное значение.

Приведенные на рис. 2, 3 фоторазвертки получены при частоте вращения зеркала СФР 30 000 об/мин, при этом изображение перемещается вдоль пленки со скоростью  $v = 1500 \text{ м/с} = 1.5 \text{ мм/мкс}$ , а потому временным масштабом вдоль пленки (ось  $x$ ) будет 1 мкс на каждые 1.5 мм пленки —  $\Delta t = \Delta x/v$ . Вертикальный масштаб (по оси  $y$ , перпендикулярно оси  $x$ ) на пленке и радиус волны  $r$  связаны коэффициентом уменьшения оптической системы —  $r = ky$ . Натурное расстояние между базовыми метками (две горизонтальные линии на фоторазвертках) равно 40 мм.

На рис. 4 приведена обработанная с помощью модели сильного взрыва траектория взрывной волны в инертной среде, возбуждаемой взрывающейся проволочкой (цилиндрическая ударная волна) при энергии  $CU^2/2$ , запасенной в конденсаторе ( $R_1 = 10 \text{ Дж}$ ). Видно, что на графике существует протяженный прямолинейный участок, по наклону которого определяется эффективная энергия инициатора с доста-

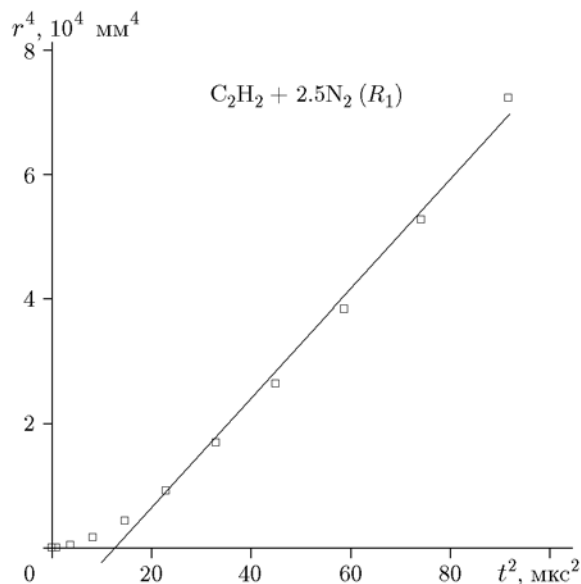


Рис. 4. Траектория взрывной волны в инертной среде, обработанная с помощью модели сильного взрыва, для определения «полезной» энергии инициатора

точной точностью. Начальное давление инертной смеси выбрано в соответствии с условиями критического инициирования смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$ , возбуждаемой данным инициатором с данным запасом энергии (см. вышеизложенное о процедуре сопоставления горючей и инертной смесей). Отметим, что в режиме критического инициирования горючей смеси с запасом энергии  $R_2 = 40 \text{ Дж}$  траектория взрывной волны в инертном аналоге характеризуется зависимостью  $r^4(t^2)$ , поведение которой качественно аналогично представленному на рис. 4, различие лишь в численных значениях.

Аппроксимационная линия, по наклону которой определяется «полезная» энергия инициатора (которая и принимается за критическую энергию инициирования горючей смеси), задается уравнением  $Y = AX - B$ , т. е. не проходит через начало координат по вполне объяснимой причине немгновенности выделяемой инициатором энергии, т. е.  $E = f(t)$  (см. формулу (1)). Если аппроксимационную прямую продолжить до оси  $x$ , то точка пересечения с осью  $X_i = B/A$  и пересчитанное по ней время  $t_i$  будут характеризовать задержку эквивалентного мгновенного инициирования по отношению к реальному немгновенному энерговыделению. Другими словами, в случае немгновенного источника время  $t_i$  характеризует критическое время выделения «полезной» энергии. Энергия, выделяющаяся после момента  $t_i$  вплоть до момента формирования в смеси самоподдерживающейся ДВ  $t_{form}$ , уже не будет влиять на процесс инициирования. Так, для примера, изображенного на рис. 3,  $t_i \approx 4 \text{ мкс}$ , т. е. траектория взрывной волны при реальном немгновенном взрыве проволочки практически полностью совпадает с траекторией идеального мгновенного цилиндрического взрыва, совершенного с задержкой  $t_i \approx 4 \text{ мкс}$ .

На рис. 5 представлена зависимость  $E_2^* = E_2/\alpha_2\rho_0 = r^4/t^2$ , качественно сходная с приведенной на рис. 1. Видно, что измеряемая величина возрастает от нулевой отметки и затем выходит на максимум (таким же образом качественно ведет себя во времени наклон линий на рис. 4). Хочется обратить внимание на одну особенность рис. 4 и 5, чтобы не сделать неверного вывода о величине «полезной» энергии. Экспериментальные точки на рис. 4, группирующиеся вблизи наклонной прямой линии, определяют «полезную» энергию инициатора, поэтому для ее корректного опре-

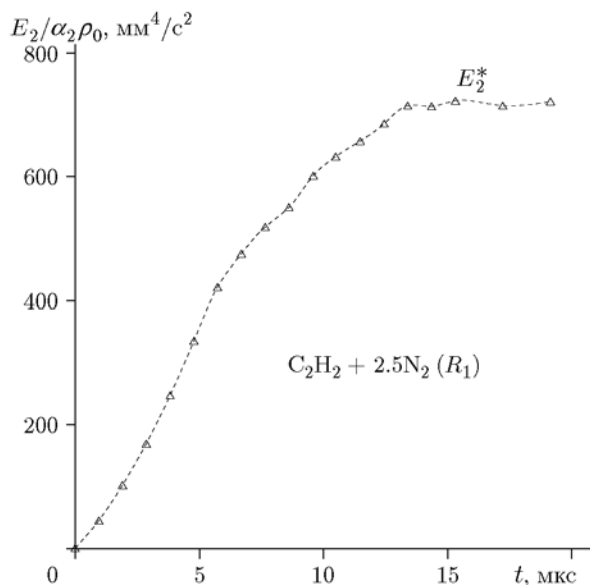


Рис. 5. Траектория взрывной волны в инертной среде, обработанная с помощью модели сильного взрыва, для определения степени завершенности энерговыделения инициатора

деления следует использовать формулы (3) и (5). Если же для определения «полезной» энергии источника использовать формально формулы (2) и (4) теории сильного взрыва, то получится результат, представленный на рис. 5. А именно, по данным рис. 4 точки траектории после  $t_i \approx 4$  мкс лежат практически на одной прямой, т. е. должна быть уже постоянной и «полезная» энергия источника; в то же время на рис. 5 видно, что выход на постоянство наблюдается значительно позже — почти после  $t_i > 14$  мкс. Причина такого рассогласования в том, что при использовании формул (2) и (4) начало траектории фиксируется, а тогда «полезная» энергия определяется наклоном прямой, проведенной через начальную и текущую точки траектории. Становится понятным, что наклон такой прямой, а также «полезная» энергия источника перестанут меняться лишь тогда, когда взрывная волна достаточно далеко убежит от точки инициирования. В ближней же зоне расхождение может быть заметным, что и демонстрирует рис. 5: зависимости на рис. 1 и 5 качественно похожи, но количественно заметно не совпадают. Этот пример лишь раз подтверждает, насколько тщательным должен быть выбор численных коэффициентов (и даже самого численного алгоритма) для получения достоверных данных, особенно в слу-

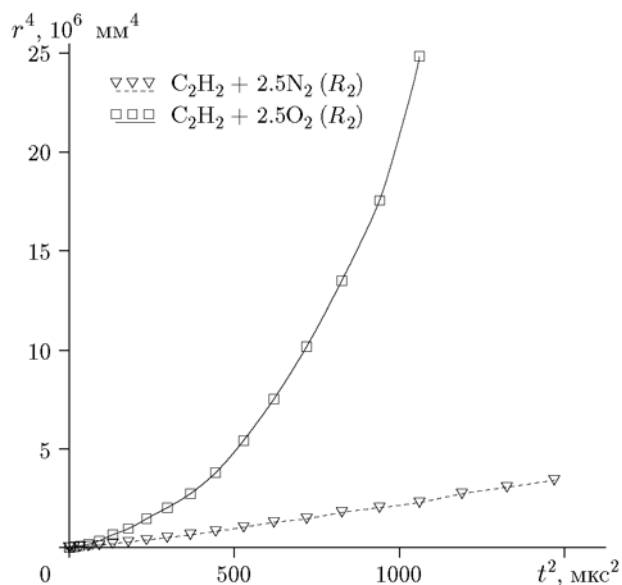


Рис. 6. Обработанные с помощью модели сильного взрыва траектории критического инициирования цилиндрической ДВ (сплошная линия) в горючей смеси и взрывной волны в ее инертном аналоге (штриховая линия)

чае их практического применения.

На рис. 6 представлены результаты обработки траектории в инертном аналоге и траектории волны при критическом инициировании цилиндрической детонации в соответствии с моделью сильного взрыва. Траектория в инертной смеси четко демонстрирует свою линейность в координатах  $r^4-t^2$ , а вот траектория в горючей смеси в тех же координатах явно демонстрирует более крутую зависимость, что указывает на увеличение энергии системы по мере удаления ДВ от точки инициирования. Очевидно, что источником такой энергии является химическая энергия, выделяющаяся при превращении исходной горючей смеси в продукты реакции. Потому, вычитая из суммарной энергии (сплошная линия) энергию инициатора (штриховая линия), можно получить закон энерговыделения  $Q = f(t)$  (или  $Q = g(r)$ ).

На рис. 7 представлена зависимость  $Q(r)$ : сплошная линия с символами — экспериментальные данные, штриховая — аппроксимация экспериментальных точек квадратичным полиномом, поскольку по мере удаления от точки инициирования количество сгоревшей смеси должно быть примерно пропорционально площади, охваченной волной. На большом удалении размер зон индукции за различными

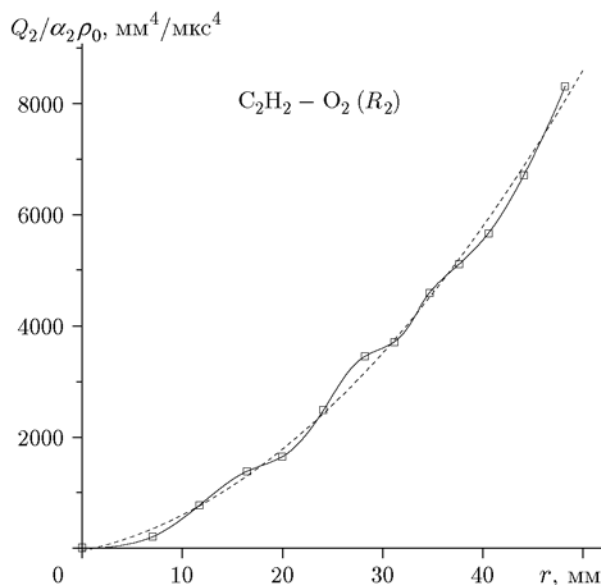


Рис. 7. Энерговыведение в многофронтной детонации при критическом инициировании горючей смеси (сплошная линия) (штриховая линия — аппроксимация полиномом второй степени)

элементами детонационного фронта становится малым по сравнению с радиусом волны. На рис. 7 хорошо видно, что на начальной стадии инициирования ДВ экспериментальный закон химического энерговыведения скорее похож на многоступенчатый, нежели на монотонный (как на рис. 1 — с единой «ступенькой»): старт с нуля — возрастание — выход на максимум, новое повышение с выходом на очередной максимум, очередное нарастание и т. д.

На рис. 8 представлена величина  $E_3/\alpha_3\rho_0$  по мере удаления от точки инициирования сферической волны, полученная при обработке траектории взрывной волны, возбуждаемой с помощью электроразряда ( $n$  — номер измеряемой точки траектории вдоль  $x$  (или время  $t = n\Delta t$  от момента инициирования)) в режиме с запасом энергии  $R_1 = 10$  Дж. Видно, что зависимость на рис. 8 для сферической волны качественно похожа на приведенную на рис. 5 для цилиндрической волны, что лишний раз демонстрирует возможность использования модели сильного взрыва в качестве базиса для методики определения критической энергии инициирования детонации в горючих смесях, а также для выявления закона выделения химической энергии в многофронтной детонации.

Кратко сформулируем основные результаты.

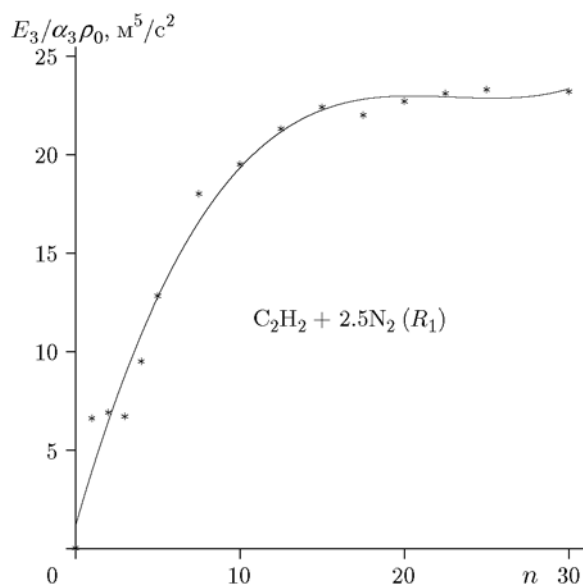


Рис. 8. Сферическая взрывная волна в инертном аналоге

1. Предложен способ определения химического энерговыведения в многофронтной детонации, основанный на обработке траектории взрывных волн с позиций модели сильного взрыва.

2. Приведены результаты по энерговыведению в стехиометрической смеси ацетилена с кислородом при инициировании в ней цилиндрической и сферической многофронтной детонации.

3. Экспериментальные данные о химическом энерговыведении в многофронтной детонации существенно отличаются от модельных представлений для классической одномерной ДВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1987.
2. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах. — М.: Наука, 1973.
3. Васильев А. А. Ячеистые структуры многофронтной детонационной волны и инициирование (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 1. — С. 9–30.
4. Васильев А. А. Исследование критического инициирования газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 1. — С. 121–131.