

был выполнен квантовомеханический расчет при условии одноквантовых ($\xi_0 \gg 1$) переходов осцилляторов с выражениями для вероятностей переходов из [11]. Из сравнения с результатами этого расчета следует¹, что проведенное выше рассмотрение обеспечивает вполне достаточную точность при $\frac{h^*\omega_0}{kT} \leq 1$; такому условию при $\frac{D}{kT} \leq 45$ удовлетворяют молекулы O_2 , N_2 , NO , CO , Br_2 , J_2 , Cl_2 . Для относительных величин τ_A/τ_d и f/f^0 (при $\tau \leq 1$) совпадение с квантовомеханическим расчетом имеет место практически (с погрешностью не более 20%) при любых реальных $h^*\omega_0/kT$. Значения $\phi = f/f^0$ и $g(\tau)$ более чувствительны к этому параметру. К примеру, при $h^*\omega_0/kT = 4$, $\xi_0 = 30$ $\phi_{кв}$ отличается от классического ϕ при $\tau = 0,2$ в 2÷3 раза, но с ростом τ это различие быстро уменьшается; $g_{кв}$ отличается от $g_{кл}$ на 30÷50% в сторону усиления эффекта ангармоничности.

Из сказанного следует, что для использования результатов решения уравнения (6) не требуется жесткого выполнения условия $h^*\omega_0/kT \ll 1$. Приведенные результаты имеют более широкую область применения.

Поступила в редакцию
20/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лосев. ФГВ, 1973, 9, 6, 767.
2. T. I. McLaren, J. P. Appleton. J. Chem. Phys., 1970, 53, 7, 2850.
3. C. W. Rosenbergl, R. L. Taylor and o. J. Chem. Phys., 1971, 54, 5, 1974.
4. Е. Е. Никитин. Докл. АН СССР, 1959, 124, 5, 1085.
5. С. А. Лосев, О. П. Шаталов, М. С. Яловик. Докл. АН СССР, 1970, 195, 3, 585.
6. М. Н. Сафарян, Н. М. Пручкина. Теорет. и эксперим. химия, 1970, 6, 3, 306.
7. М. Н. Сафарян. Препринт ИПМ АН СССР, М., 1974, 41.
8. М. Н. Сафарян. ПМТФ, 1974, 2.
9. Н. К. Shin. J. Phys. Chem., 1973, 77, 1666.
10. М. Н. Сафарян, О. В. Скребков. Препринт ИПМ АН СССР, М., 1974, 42.
11. J. Keesk, G. Carrieger. J. Chem. Phys., 1965, 43, 2284.
12. М. Н. Сафарян, О. В. Скребков. Препринт ИПМ АН СССР, М., 1975, 56.

УДК 534.222.2

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ ПРИ КОНЦЕНТРИРОВАННОМ ПОДВОДЕ ЭНЕРГИИ

В. А. Левин, В. В. Марков

(Москва)

При концентрированном подводе энергии (взрыве) [1] в горючей смеси газов, например, с помощью взрыва ВВ, взрывающейся проводочки, электрической или лазерной искры наблюдаются различные режимы горения смеси [2—10]. Если выделяющаяся энергия достаточно велика, то реализуется детонационное горение. При энергии взрыва, меньшей некоторой критической величины, образующаяся при взрыве детонационная волна распадается на обычную ударную волну и фронт медленного горения. При этом ударная волна быстро затухает и горение смеси происходит во фронте пламени, скорость которого определяется процессами переноса.

¹ Последовательное сравнение результатов классического и квантовомеханического расчетов дано в [12].

В ряде работ экспериментально исследована качественная зависимость критической энергии взрыва от некоторых определяющих параметров, таких как начальное давление смеси и др. [2, 5, 7, 8]. На основании анализа размерностей определяющих параметров в работе [11] определена зависимость критической энергии точечного взрыва от величин этих параметров, которая хорошо согласуется со всеми известными экспериментальными данными. Решение задачи о цилиндрическом точечном взрыве для ряда значений определяющих параметров в горючей смеси газов с учетом конечной скорости протекания химических реакций позволило фактически установить существование критической энергии взрыва и оценить ее величину [11—13]. Для описания процесса протекания химических реакций использовалась система уравнений, предложенная ранее в работе [14] и моделирующая горение кислородно-водородных смесей за ударными волнами с учетом периода индукции и протяженной зоны тепловыделения. Были получены режимы как с детонационным горением, так и с горением газа во фронте пламени.

При большой энергии активации индукционного периода возникающее детонационное горение вследствие неустойчивости [15—23] оказалось нестационарным и носило пульсирующий характер. Комплекс, состоящий из ударной волны и зоны тепловыделения совершал нелинейные колебания около своего равновесного положения. Для небольших энергий активации детонационное горение реализовалось при энергии взрыва, меньшей на несколько порядков по сравнению со случаем большой энергии активации. Детонация при этом была устойчивой.

В данной работе решается задача о возникновении детонации в горючей смеси газов в результате сосредоточенного взрыва для всех случаев симметрии. Оценивается влияние конечной области выделения энергии на развитие течения, а затем рассматривается развитие неоднородных возмущений в структуре детонационной волны, возникающей при взрыве в плоском канале.

Возникновение детонации при точечном взрыве

Система уравнений, описывающая движение горючей смеси газов и процесс протекания химических реакций за распространяющейся по среде взрывной волной, имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0; \quad \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \operatorname{div} \hat{p} = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho h - p + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \operatorname{div} \vec{v} \left(\rho h + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) = 0; \quad (1)$$

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{1}{\tau_{\text{ind}}} = -k_1 p^{n_1} \rho^{l_1} \exp(-E_1/RT); \quad (2)$$

$$\frac{d\beta}{dt} = -k_2 p^{n_2} \rho^{l_2} \beta^{m_1} \exp(-E_2/RT) + k_3 p^{n_3} \rho^{l_3} (1-\beta)^{m_2} \exp[-(E_2 + \mu Q)/RT];$$

$$h = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \beta Q, \quad p = \frac{\rho RT}{\mu}, \quad (3)$$

где h — энтальпия, $\hat{p}$ — тензор с компонентами $p_{ik} = p\delta_{ik} + \rho v_i v_k$; E_1 , E_2 — энергии активации соответствующих реакций; μ — средний молекулярный вес, который предполагается постоянным. Остальные обозначения общепринятые и такие, как в работах [13, 14]. Массовая концентрация горючего $\beta=1$ до момента начала реакции с выделением тепла, процесс протекания которой моделируется уравнением (3), а доля периода индукции $c=1$ на фронте ударной волны. Конец

периода индукции характеризуется моментом времени, когда величина s в соответствии с уравнением (2) обращается в нуль, после чего начинается реакция с выделением тепла. Постоянные величины, входящие в эти уравнения, подбираются по свойствам газов и экспериментальным данным [4, 6, 24]. Выписанная система уравнений интегрировалась численно разностным методом, основанным на схеме С. К. Годунова и описанным в [25, 26].

Расчеты были проведены при следующих значениях параметров, характеризующих среду:

$$\begin{aligned} Q &= 5,25 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}, & t_* k_1 \rho_0 &= 15,15, \\ \rho_0 &= 4,87 \cdot 10^{-1} \text{ кг/м}^3, & t_* k_2 \rho_0^2 Q^2 &= 3,16, \\ p_0 &= 1 \text{ атм}, & t_* k_3 \rho_0^2 Q^2 &= 3,16 \cdot 10^{-2}, \\ E_1/R &= 9850 \text{ К}, & E_1/\mu Q &= 1,36, \\ E_2/R &= 2000 \text{ К}, & E_2/\mu Q &= 0,35, \\ \gamma &= 1,3, & t_* &= 10^{-7} \text{ с}, \\ l_1 &= 1; n_1 = l_2 = l_3 = 0, & m_1 = m_2 = n_2 = n_3 &= 2. \end{aligned} \quad (4)$$

Предэкспоненциальный коэффициент в выражении, определяющем скорость обратной реакции, взят на два порядка меньше коэффициента в прямой реакции для более полного выгорания смеси.

Оказалось, что независимо от вида симметрии существует критическая энергия взрыва, начиная с которой реализуется детонационное горение. Так, в случае сферической симметрии детонационный режим горения возникает при энергии взрыва $E_0 = 10^6$ Дж. При этой энергии образующаяся при взрыве гладкая пересжатая волна детонации, ослабевая, не распадается, а, постепенно теряя устойчивость, переходит в пульсирующую детонацию, которая движется в среднем с постоянной скоростью. Зона воспламенения совершает мощные нелинейные колебания, то приближаясь, то удаляясь от ударной волны (рис. 1, е), при этом величины скоростей ударной волны и зоны воспламенения совершают колебания около одного и того же постоянного значения (рис. 1, г, д). На рис. 1, а, б, в изображены изменения давления, плотности и скорости за ударной волной. Интересно отметить амплитуду и форму колебаний с очень редким пиком амплитуды. Траектория ударной волны и закон выделения полной химической энергии приведены на рис. 2. Фронт воспламенения в масштабе рисунка сливается с ударной волной.

При энергии взрыва $E_0 = 10^5$ Дж наблюдается промежуточный режим течения. После отхода зоны воспламенения от ударной волны на начальной стадии развития течения происходит временное восстановление детонационного горения. Фронт воспламенения приближается

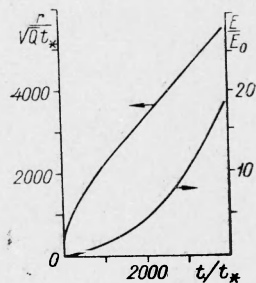
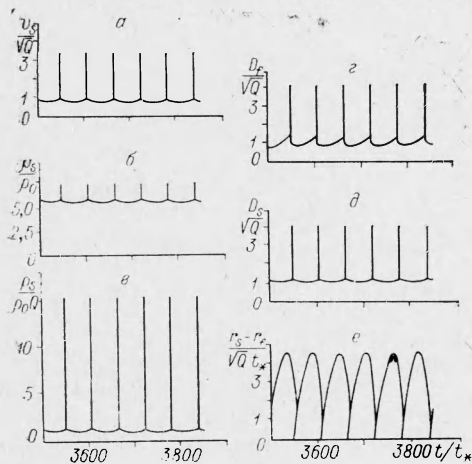


Рис. 2.

Рис. 1.

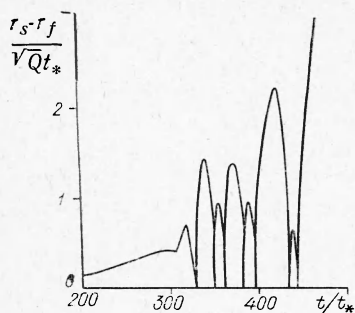


Рис. 3.

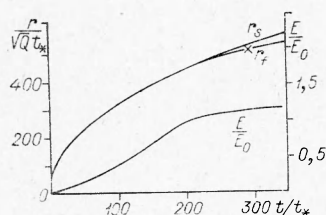


Рис. 4.

к ударной волне, и весь комплекс совершает несколько мощных колебаний; после чего детонация разрушается. Зона индукции увеличивается и происходит переход к медленному горению (рис. 3). Интересно отметить, что временное восстановление детонации с последующим ее распадом наблюдалось в экспериментах по инициированию детонации лазерной искрой [27]. На рис. 4 приведены взаимное расположение фронтов и изменение выделившейся химической энергии с течением времени для взрыва с энергией $E_0 = 10^4$ Дж. Звездочкой отмечен момент времени, когда произошел переход к горению во фронте пламени, скорость которого считается известной функцией термодинамических параметров [28, 29]. В этом случае наблюдается монотонный отход зоны воспламенения от ударной волны. Таким образом, значение критической энергии взрыва E_* заключено в пределах $10^5 \div 10^6$ Дж.

В случае движений с цилиндрическими волнами установление пульсирующей детонации произошло при энергии взрыва 10^6 Дж/м. Энергии взрыва 10^5 Дж/м оказалось недостаточно для инициирования

детонации. Следовательно, критическая энергия для цилиндрически симметричных движений составляет $10^5 \div 10^6$ Дж/м.

Для инициирования плоской детонационной волны оказалось достаточной энергия 10^6 Дж/м². При $E_0 = 10^5$ Дж/м², распад детонационной волны, начавшийся на ранней стадии развития течения, монотонно продолжается и происходит переход к медленному горению. Поэтому соответствующая критическая энергия $10^5 \div 10^6$ Дж/м². Режимы спульсирующей плоской детонационной волной при движении поршня в горючей смеси газов и в задаче об ослаблении детонационной волны подходящими к ней сзади волнами разрежения для иной модели протекания химических реакций были получены в работах [30—32].

Во всех случаях, когда реализуется детонационный режим горения, монотонное уменьшение скорости фронта воспламенения прекращается при величине выделившейся химической энергии E , равной примерно половине энергии взрыва: $E/E_0 \approx 0,55$. Величина его скорости в этот момент времени $D_f/\sqrt{Q} \approx 1,4$. (Для сравнения укажем скорость волны Чепмена — Жуге, вычисленную по максимальной величине тепловыделения, $D_f/\sqrt{Q} = 1,217$.) Непосредственно вслед за этим течение теряет устойчивость, и начинают развиваться колебания зоны воспламенения, ударной волны и термодинамических параметров газа. Фронт воспламенения то приближается к волне, то удаляется от нее. Пример развития колебаний во времени в цилиндрическом случае при $E_0 = 10^6$ Дж/м изображен на рис. 5. С течением времени устанавливается постоянная форма колебаний. В таблице приведены безразмерные амплитуда (A) и период (T_k) колебаний размера зоны индукции, минимальное (t_{ind}^*) и максимальное (t_{ind}^{**}) значения времени задержки воспламенения, вычисленные по па-

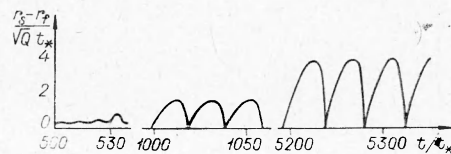


Рис. 5.

раметрам газа непосредственно за ударной волной, и средняя скорость детонационной волны $D/\sqrt{Q}$.

Из приведенного материала видно, что период колебаний и максимальный размер зоны индукции увеличиваются с увеличением

размерности пространства. Увеличивается также амплитуда колебаний давления, плотности и скорости за ударной волной. Средняя же скорость распространения детонации незначительно уменьшается и во всех случаях меньше скорости волны Чепмена — Жуге, вычисленной по величине максимального тепловыделения.

Таким образом, экспериментально обнаруженные режимы развития течения согласуются с теоретическими даже в случае одномерных движений. Однако полученные энергии взрыва, при которых происходит непосредственно инициирование детонации, значительно превосходят экспериментально найденные энергии, необходимые для ее инициирования. Так, в стехиометрической смеси водорода с кислородом сферическая детонация возникает при выделившейся энергии 10^2 Дж [5]. Это различие может объясняться несколькими факторами, которые не учитывались в описанной выше постановке задачи о точечном взрыве. Это — конечный размер области выделения энергии и неоднородный характер движения в окрестности детонационной волны в реальных горючих смесях газов, наличие мощных поперечных возмущений, интенсифицирующих процесс выделения тепла в зоне реакции.

Сверхзвуковое обтекание затупленного тела горючей смесью газов

Полученные результаты можно использовать для решения задачи о создании детонационной волны, возникающей при обтекании затупленных тел горючей смесью газов. Многочисленные эксперименты по простреливанию затупленных тел в горючих смесях газов, таких как водородно-кислородные или водородно-воздушные смеси, показали, что создание детонационной волны, стабилизированной на быстро летящем теле, затруднительно [33—35]. Детонационная волна, возникающая в окрестности носика тела, как и при взрыве распадается на ударную волну и фронт медленного горения. Лишь сравнительно недавно в смеси $H_2 + O_2$ такие детонационные волны были получены [36, 37]. Наиболее полное экспериментальное исследование условий, при которых образуется детонационное горение, проведенное в Институте механики МГУ, изложено в [37].

Исследуем влияние различных параметров на возможность получения стабилизированного детонационного горения. Рассмотрим плоское или осесимметричное обтекание затупленных тел (пластины или цилиндра) горючей смесью газов с большой сверхзвуковой скоростью, используя аналогию с неустановившимся одномерным движением газа [38]. Эквивалентная задача состоит в том, что в покоящемся первоначально газе в некоторый момент времени выделяется на плоскости или на прямой энергия E_0 , т. е. происходит взрыв, и газу сообщается импульс I по нормали к плоскости или оси. В этот же момент времени из места взрыва начинает распространяться плоский или круглый поршень с заданной скоростью v_* , если поперечное сечение тела изменяется по его длине. Для перехода от этой задачи к задаче об установившемся обтекании затупленного тела со скоростью v_∞ следует положить $E_0 = F_x$, $I = F_y/v_\infty$, $v_* = v_\infty \tan \alpha$, $x = v_\infty t$ (α — угол наклона обтекаемой

v	A	T_k	t_{ind}^*	t_{ind}^{**}	t_{ind}^{**}/T_k	$D/\sqrt{Q}$
1	2,26	25,35	0,130	80,24	3,17	1,134
2	3,92	42,77	0,126	143,27	3,35	1,077
3	4,79	58,27	0,124	189,11	3,25	1,052

поверхности к оси x). Здесь F_x — сила сопротивления, F_y — сила, действующая со стороны контура тела на слой газа по нормали к движению тела. Если происходит обтекание пластины или цилиндра с торцом, то $I = v_\infty = 0$.

Энергия взрыва определяется формулой $E_0 = c_x \frac{\rho_0 v_\infty^2}{2} \sigma_v R^v$. Здесь c_x — коэффициент сопротивления затупления, $v = 1, 2$ — соответственно для пластины и цилиндра, $\sigma_v = \delta_{1,v} + (v-1)\pi$, R — поперечный размер тела. Используя эту формулу и результаты предыдущих расчетов можно получить при заданных параметрах набегающего потока величину поперечного размера тела, на котором будет стабилизироваться детонационное горение. Для критического поперечного размера тела получим

$$R_* = \left(\frac{2E_*}{c_x \rho_0 v_\infty^2} \right)^{1/v}, \quad v_\infty > D_f.$$

Воспользовавшись зависимостью критической энергии взрыва от величин определяющих параметров, предложенной ранее [11] в виде $E_* = p_0 \tau_{\text{ind}}^v Q^{v/2} F(p_0/\rho_0 Q, E_1/\mu Q)$, для R_* получим

$$R_* = \tau_{\text{ind}} V \bar{Q} \left(\frac{2}{c_x \sigma_v \gamma M_\infty^2} \right)^{1/v} F \left(\frac{p_0}{\rho_0 Q}, \frac{E_1}{\mu Q} \right). \quad (5)$$

Если принять во внимание, что при энергии активации $E_1 = 0$ для инициирования детонационного горения достаточно незначительной энергии взрыва и ничтожных размеров тела, то зависимость неизвестной функции, входящей в выражение (5), от величины энергии активации E_1 можно аппроксимировать в виде степенной зависимости $F(p_0/\rho_0 Q, E_1/\mu Q) = \left(\frac{E_1}{\mu Q} \right)^{\alpha_v} F_1 \left(\frac{p_0}{\rho_0 Q} \right)$, $\alpha_v > 0$. В результате выражение для критического размера тела примет вид

$$R_* = \tau_{\text{ind}} V \bar{Q} \left(\frac{E_1}{\mu Q} \right)^{\alpha_v/v} \left(\frac{2}{c_x \sigma_v \gamma M_\infty^2} \right)^{1/v} F_1 \left(\frac{p_0}{\rho_0 Q} \right). \quad (6)$$

Неизвестная величина α_v должна определяться или экспериментально, или посредством проведения и обработки серийных численных расчетов.

Так же как и критическая энергия взрыва, критический размер тела увеличивается при уменьшении начального давления p_0 для одной и той же температуры смеси. Это происходит вследствие увеличения времени индукции $\tau_{\text{ind}} = k p_0^{-1}$ [39]. Отсюда сразу следует, что при прочих равных условиях критерием подобия является величина $p_0 R_* = \text{const}$. Можно также отметить сильную зависимость величины R_* от энергии активации, которая при больших значениях E_1 становится экспоненциальной, так как $\tau_{\text{ind}} \sim \exp(E_1/RT)$. С увеличением же скорости полета критический размер тела уменьшается.

Для величины R_* , вычисленной по оценкам критических энергий взрыва, приведенных выше, получаются размеры порядка нескольких десятков сантиметров для скорости полета 3 км/с. Такая величина, конечно, является сильно завышенной вследствие большого отличия экспериментально найденных критических энергий взрыва от соответствующих величин, определенных с помощью численных расчетов.

Интересно отметить, что величина критического размера осесимметричного тела оказалась такого же порядка, как и критический радиус сферы, определенный ранее в работах [35, 40, 41], где рассматривалась задача об обтекании сферы горючей смесью газов с образованием детонационной волны.

Влияние конечных размеров области выделения энергии при взрыве

Произведем анализ влияния конечных размеров области, в которой выделяется энергия взрыва. Явление взрыва будем моделировать следующим образом. Пусть в начальный момент времени $t=0$ в однородной покоящейся горючей смеси газов с плотностью ρ_0 имеется сфера радиуса R_0 , в которой заключена тепловая энергия E_0 (исследование проводится только для движений со сферическими волнами). Давление внутри этой сферы постоянно, превышает давление в окружающей массе газа p_0 и определяется соотношением

$$p_1 = 3(\gamma - 1) E_0 / 4\pi R_0^3.$$

Для простоты также предположим, что газ, находящийся внутри этой сферы, обладает теми же свойствами, что и вне ее. В пределе, когда $R_0 \rightarrow 0$, а E_0 остается постоянной, возникает течение от точечного взрыва. В начальный момент времени происходит распад разрыва давления на границе сферы. Образуется ударная волна, которая распространяется по горючей смеси газов, инициируя химические реакции. При конечном размере сферы R_0 распределение газодинамических параметров за ударной волной в начальные моменты времени является более плавным, чем за волной, образующейся при точечном взрыве. Этот эффект в конечном счете может повлиять на формирование того или иного режима горения.

Была проведена серия расчетов уравнений (1)–(3) для указанных значений параметров (4) и различных значений энергии E_0 и начального размера сферы R_0 . Оказалось, что в том случае, когда при точечном взрыве реализуется детонационное горение ($E_0 = 10^6$ Дж), оно также реализуется при любом радиусе сферы вплоть до такого размера R_0^* , при котором начальное давление внутри сферы становится порядка давления p_1 за бесконечно тонкой волной детонации Чепмена — Жуге. Течение развивается следующим образом. Сначала во всех частицах газа, находящихся в области, ограниченной ударной волной, протекает период индукции. Затем образуется область, в которой начинается реакция с тепловыделением, отделенная от ударной волны зоной индукции. По мере выделения химической энергии начинают развиваться колебания ударной волны и зоны тепловыделения. С течением времени устанавливается пульсирующее детонационное горение, аналогичное тому, которое имеет место при точечном взрыве. На рис. 6 представлены траектории детонационных волн для случая точечного взрыва (кривая 1) и начальной сферы радиуса $R_0 = 0,23$ м (кривая 2). Хорошо видно, что для больших моментов времени траектории волн близки друг к другу. При размерах сферы $R_0 > R_0^*$ детонация не возникает.

Общий вид зависимости критической энергии взрыва от начальных размеров области выделения энергии изображен на рис. 7. Для параметров E_0 , R_0 , расположенных выше кривой, реализуется детонационное горение, а ниже — режим медленного горения. Часть кривой, расположенная ниже прямой $E_0 = E_*$, где E_* — критическая энергия при точечном взрыве, изображена штрихом, так как носит только качественный характер. Часть кривой, расположенная выше прямой определяется из условия равенства начального давления в сфере давлению за детонационной волной Чепмена — Жуге. Расчеты также показали, что в тех случаях, когда энергии, заключенные внутри сферы конечных раз-

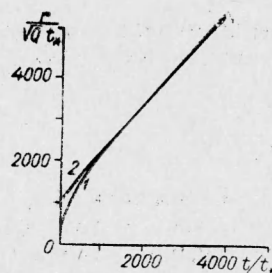


Рис. 6.

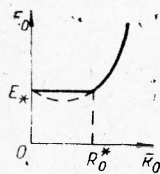
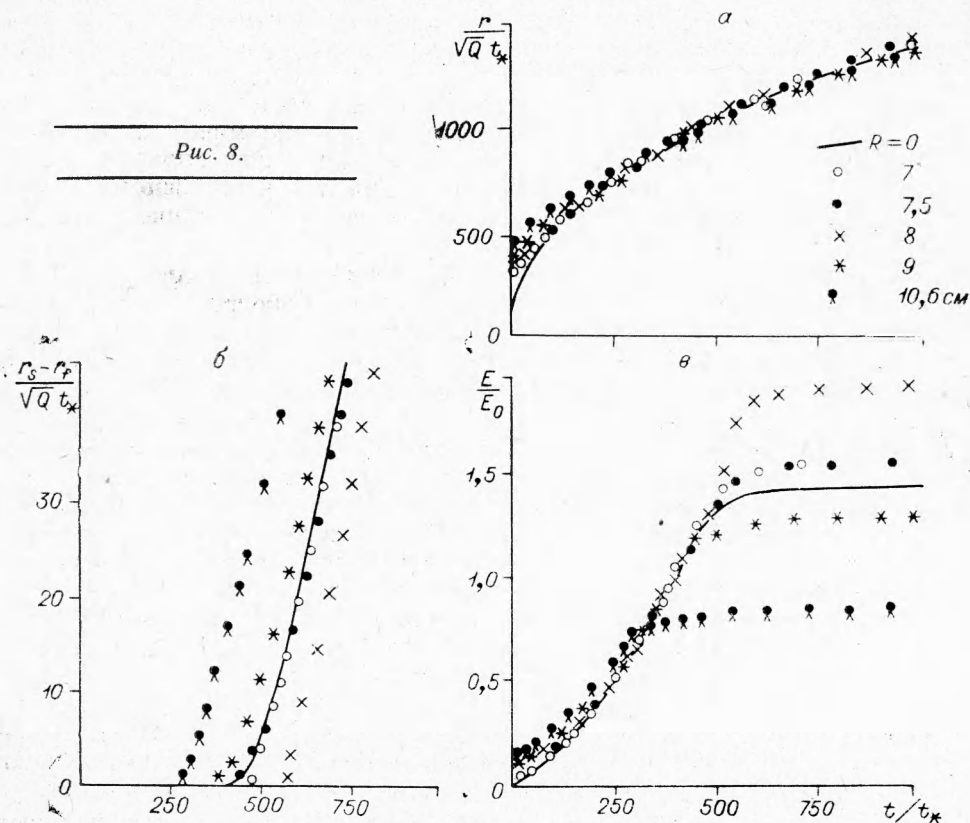


Рис. 7.

меров, не превосходят 10^5 Дж, детонационный режим горения не реализуется. При энергии 10^5 Дж для всех рассмотренных значений радиуса R_0 с момента начала тепловыделения наблюдаются колебания фронтов волн, после чего волна распадается. Значения R_0 соответствовали начальным давлениям, превосходящим давление за детонацией Чепмена — Жуге. Некоторые результаты расчетов представлены на рис. 8, а. Видно, что траектории ударных волн для больших моментов времени близки между собой при различных значениях R_0 .

Интересно отметить влияние начального радиуса сферы на интенсивность расщепления детонационной волны (рис. 8, б). Как следует из расчетов, в момент начала интенсивного монотонного отхода фронта

Рис. 8.



воспламенения от ударной волны величина отношения E/E_0 сначала увеличивается с ростом R_0 , а затем резко уменьшается (рис. 8, в).

$R_0, \text{ м}$	0	0,07	0,075	0,08	0,09	0,1
E/E_0	1,32	1,34	1,38	1,83	1,08	0,7

Таким образом, на основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что значение критической энергии взрыва не уменьшается, по крайней мере, больше чем на порядок за счет конечных размеров области выделения энергии для условий, в которых проводилось данное исследование.

Развитие неоднородных возмущений в структуре детонационной волны, возникающей при взрыве в плоском канале

Рассмотрим теперь развитие неоднородных возмущений в структуре детонационной волны. Как правило, в реальных детонационных волнах для большинства горючих газовых смесей структура течения в окрестности фронта волны носит сложный неоднородный характер. Это объясняется тем, что при больших энергиях активации течение за ударной волной, поджигающей смесь, является неустойчивым, а в ряде случаев фронт тепловыделения может распадаться [15—23]. Развитие возмущений приводит к тому, что появляются мощные поперечные волны, которые интенсифицируют процесс выделения тепла. Для хорошо детонирующих смесей экспериментально было установлено, что детонационный фронт имеет сложную ячеистую структуру [6, 39, 42, 43]. Причина образования такой вполне регулярной ячеистой структуры до сих пор не известна, хотя течение в самих ячейках подобно течению за одномерными затухающими взрывными волнами в горючей смеси газов, которые возникают в момент соударения поперечных волн. Поэтому принципиальный интерес представляют исследования нестационарного неоднородного течения в зоне тепловыделения за ударной волной.

В качестве примера рассматривалась задача о движении горючей смеси газов в канале постоянного сечения с плоскими стенками, возникающем в результате мгновенного выделения энергии у закрытого конца трубы на плоскости, перпендикулярной стенкам канала (рис. 9). Численно рассматривалась двумерная система уравнений (1)—(3) с дополнительными граничными условиями на стенках канала. Контроль точности расчета, как и в одномерном случае, осуществлялся по законам сохранения массы и энергии в возмущенной области. Точность расчета оказалась близкой к той, которая получается в одномерном случае. Кроме того, о хорошей точности вычислений говорит тот факт, что расчет плоского одномерного течения при взрыве в канале по двумерной схеме без внесения дополнительных возмущений практически совпал с одномерным расчетом для той же энергии взрыва. Одномерность течения при этом не нарушилась.

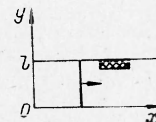


Рис. 9.

Расчеты проводились для энергии $E_0 = 10^6$ Дж/м² и ширине канала $l_* = l/\sqrt{Qt_*} = 10$ до таких моментов времени, пока энергия, выделившаяся в результате химических реакций, не превзойдет более чем в три раза энергию взрыва. Внесение возмущений в поток моделировалось областью с повышенной температурой у одной из стенок канала (см. рис. 9), где начальная плотность отличалась на 1% от плотности окружающей среды. К моменту времени, когда ударная волна достигла неоднородности, уже развились продольные колебания фронтов волн, химическая энергия, выделившаяся в поток, составляла 75% от энергии взрыва. Дальнейшее развитие возмущений изображено на рис. 10. Хорошо видно, что незначительное возмущение развивается и приводит к существенному искажению одномерной картины течения.

Основные результаты проведенной работы следующие.

1. Исследованы одномерные взрывные течения газа с химическими реакциями, описываемыми модельными уравнениями. Установлено существование критической энергии точечного взрыва.
2. Сделаны оценки критического размера затупленного тела, инициирующего детонационное горение.
3. Исследовано влияние размера области выделения энергии в сферическом случае. Установлено, что он существенно не влияет на величину критической энергии.

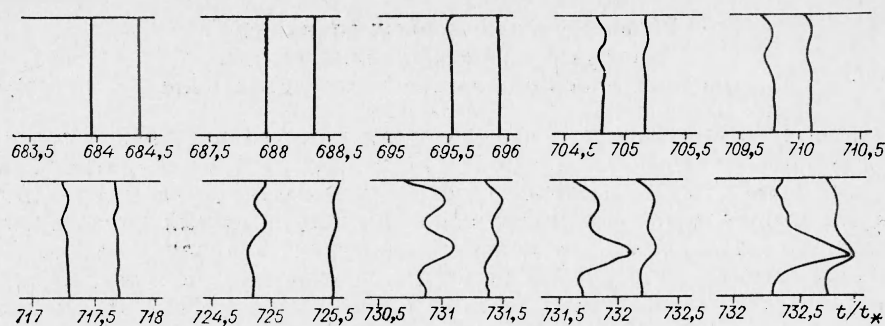


Рис. 10.

4. С помощью расчета установлено, что в случае двумерного движения газа в плоском канале незначительные возмущения одномерного потока развиваются и существенно изменяют картину течения.

Авторы выражают свою признательность Г. Г. Черному и В. В. Коробейникову за плодотворное обсуждение затрагиваемых в статье вопросов.

Поступила в редакцию
5/VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Седов. Методы размерности и подобия в механике. М., «Наука», 1967.
2. J. H. Lee. The propagation of shocks and blast waves in a detonating gas. Rept. 65-1, McGill University, Montreal, 1965.
3. W. Struck. Kugelförmige Detonations wallen in Gasgemischen. Ernst — Mach — Institut, Bericht № 2, 3/68.
4. J. Brossard. Theses de doctorat, Faculté des Sciences, Université, de Poitier, 1970.
5. Я. Б. Зельдович, С. М. Корарко, Н. И. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.
6. J. H. Lee, R. I. Soloukhin, A. K. Oppenheim. Astronautica Acta, 1969, 14.
7. J. H. Lee, R. Knystautas, Phys. Fluids, 1966, 9, 1.
8. G. G. Bach, R. K. Knystautas, J. H. Lee. Proc. XII Int., Symp. on Combustion, 1968.
9. J. A. Lee, R. K. Knystautas. AIAAJ., 1969, 7, 2.
10. H. Friewald, H. W. Koch. Proc. IX Int. Symp. on Combustion, 1962.
11. Отчет Института механики МГУ, № 1488, М., Изд-во МГУ, 1974.
12. V. P. Korobeinikov, V. A. Levin. a. o. Astronautica Acta, 1972, 17.
13. Г. Г. Черный и др. Отчет Института механики МГУ, № 1378, М., Изд-во МГУ, 1972.
14. В. П. Коробейников, В. А. Левин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, 6.
15. К. И. Щелкин. ЖЭТФ, 1959, 2, 36.
16. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1963, 6.
17. J. J. Eggenbeck. Phys. Fluids, 1962, 5, 6.
18. В. В. Пухначев. Докл. АН СССР, 149, 1963, 4.
19. В. В. Пухначев. ПМТФ, 1963, 6.
20. J. J. Eggenbeck. Phys. Fluids, 1966, 9, 7.
21. Г. Г. Черный. ПММ, 1969, 3.
22. Л. А. Ильяева, Н. А. Попов. ФГВ, 1965, 1, 3.
23. В. А. Левин, Б. П. Соломаха, С. П. Чикова. Тр. Ин-та механики МГУ, № 32, М., Изд-во МГУ, 1974.
24. Р. И. Солоухин. Методы измерения и основные результаты в экспериментах на ударных трубах. Новосибирск, «Наука», 1969.
25. Отчет Института механики МГУ, № 1103, М., Изд-во МГУ, 1970.
26. В. В. Марков. Канд. дисс., М., 1973.
27. V. F. Klimkin, R. I. Soloukhin, P. Wilansky. Combustion and Flame, 1973, 21, 1.
28. К. И. Щелкин. В сб. Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М., «Наука», 1970.
29. Б. И. Льюис, Г. Э. Льюис. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.
30. W. Fickett, W. W. Wood. Phys. Fluids, 1966, 9, 5.
31. С. А. Медведев. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, 3.
32. W. Fickett, J. D. Jacobson, G. L. Schott. AIAA J., 1972, 10, 4.
33. A technique for studying supersonic combustion in the vicinity of a hypersonic missile. Nat. Bur. Stand. Techn. News Bull., 1960, 44, 11.

34. H. Behrens, W. Struth, F. Wecken. Proc. X Internat. Symp. on Combustion, 1964.
35. Г. Г. Черный. В сб. Проблемы гидродинамики и механики сплошной среды. М. «Наука», 1969.
36. H. F. Lehr. Experimente zur stossinduzierten verbrennung in wasserstoff (luft- und wasserstoff) Sauerstoff — Gemischen. Rapport bericht, 20/71 Saint — Louis, 1—71
37. Г. Г. Черный, С. Ю. Чернявский. Докл. АН СССР, 73, 212.
38. Г. Г. Черный. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз 1959.
39. J. H. Lee, R. Knystautas, G. G. Bach. Theory of explosions. McGill University Report 69—10, 1969.
40. С. М. Гишинский, Г. Г. Черный. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 1.
41. М. П. Самозванцев. ПМТФ, 1964, 4.
42. Б. В. Войцеховский. В. В. Митрофанов, М. Е. Топчян. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
43. R. A. Strehlow. Astronautica Acta, 1969, 14.

УДК 622.215.2

ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ВОЛН СЖАТИЯ И РАЗРЕЖЕНИЯ В ЖИДКОМ ВОДОРОДЕ

С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов
(Новосибирск)

Существующие схемы низкотемпературного сжатия водорода [1, 2] требуют разработки методов измерения термодинамического состояния вещества в процессе сжатия. В [1, 2] применялась рентгеновская диагностика для измерения размеров контейнера, заключающего водород. В [2] использовалась аргоновая подсветка для регистрации интенсивности отраженного и проходящего через сжатый водород света. Эта оптическая диагностика не работала из-за разрушения сапфировых стекол, между которыми был заключен водород, при давлении около 100 кбар.

В настоящей работе ставилась задача отработки метода теневой съемки ударно-волновых процессов в жидком водороде. Этот метод был применен для измерения скоростей ударной волны в водороде, боковой волны разрежения и волны разрежения, отходящей от свободной поверхности.

Затухающая ударная волна

На рис. 1 изображена схема опыта, в котором проводилась теневая съемка движения сильно затухающей ударной волны (УВ). Волна создавалась зарядом из литого ТГ 50/50 ($\rho = 1,68 \text{ г/см}^3$), погруженным в жидкий водород. Фронт ударной волны распространялся в направлении оси OZ , вдоль которой для измерения скорости ударной волны D расположена жесткая координатная сетка из дюралюмина толщиной 1 мм. Аргоновый источник подсветки имел фокусное пятно $\approx \approx \varnothing 10 \text{ мм}$ и был отнесен на 1,5 м от криостата. Направление подсветки и оптической оси фоторегистратора — OX . Объектив фоторегистратора строил изображение координатной сетки

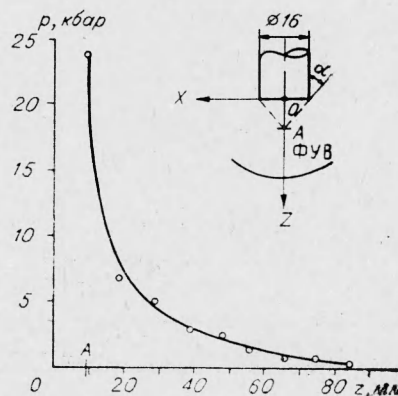


Рис. 1.