

муле со следующими значениями входящих в нее параметров: $\gamma=3$; $\alpha=0,1$; $l=3,1$ мм; $D_0=5200$ м/с. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что основная доля энергии выделяется вблизи фронта ударной волны, поскольку подходящее значение α относительно мало.

В заключение отметим, что полученная зависимость $D(R)$ может быть использована при анализе экспериментов, в которых изучается распространение волн детонации с криволинейным фронтом. В частности, когда детонационная волна распространяется в стержне кругового сечения (см., например, [3]), течение вблизи оси симметрии при $l \ll R$ будет описываться системой уравнений (6) с той же точностью, что и течение в сферической волне.

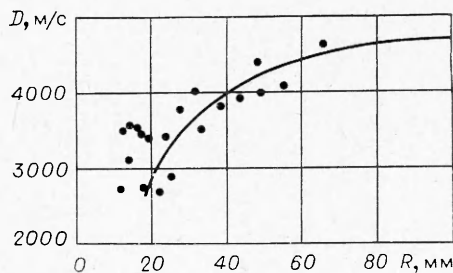


Рис. 3. Зависимость скорости сферической детонации от радиуса.

Поступила в редакцию 18/I 1977,
после доработки — 4/IV 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Courant, K. Friedrichs. Supersonic Flow and Shock Waves. N. Y., 1948.
2. Ю. Н. Рябинин, И. И. Тамм.— В сб.: Физика взрыва, № 5. М., Изд-во АН СССР, 1956.
3. M. A. Cook. The Science of High Explosives. Reinhold Publishing Corporation. N. Y., 1958.

О ТЕПЛОМ ВЗРЫВЕ В ПОТОКЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

В. Н. Виллюнов, И. Г. Дик

(Томск)

При течении в канале вязкой жидкости, способной к химическому реагированию, диссипация механической энергии может существенно изменить критические условия теплового взрыва по сравнению с неподвижным случаем [1—3]. Особый интерес представляет изучение условий взрыва в канале конечной длины при учете зависимости вязкости от температуры, что приводит к немонотонной зависимости критического значения химического тепловыделения от расхода жидкости [3].

Осредненное по объему канала уравнение сохранения тепла в безразмерных переменных имеет вид [2, 3]

$$\kappa \exp(\Theta) + \omega^2 \exp(-\sigma\Theta) = (B + \omega)\Theta, \quad (1)$$

где

$$\Theta = E(T - T_0)/RT_0^2; \quad \omega = 8QEL\mu(T_0)/\pi r^2 RT_0^2 c\rho; \quad \sigma = U/E;$$

$$B = 16\alpha E\mu(T_0)L^2/(c\rho)^2 RT_0^2 r^3;$$

$$\kappa = (8EL)^2 q\mu(T_0)k_0 \exp(-E/RT_0)/(RT_0^2 c\rho)^2.$$

Здесь T_0, T — температура среды и жидкости; E и U — энергии активации реакции и вязкости; L — длина канала; r — его радиус; c — теплоемкость; ρ — плотность; μ — вязкость; Q — расход жидкости; α — коэффициент теплоотдачи; q — тепловой эффект реакции; k_0 — предэкспоненциальный множитель.

Уравнение (1) определяет стационарную температуру $\Theta = \Theta(\kappa, \omega, B, \sigma)$. Если варьировать один из параметров (например κ), то стационарность может нарушиться. Граница существования решения дает критические условия. Физический смысл критических условий: приход тепла $\kappa \exp(\Theta) + \omega^2 \exp(-\sigma\Theta)$ перестает компенсироваться его отводом $(B + \omega)\Theta$.

В критических условиях справедливо уравнение, получающееся дифференцированием (1)

$$\kappa \exp(\Theta) - \sigma\omega^2 \exp(-\sigma\Theta) = B + \omega. \quad (2)$$

Совместное рассмотрение (1), (2) дает критические соотношения

$$\kappa_* = \kappa_*(\omega, B, \sigma); \quad \Theta_* = \Theta_*(\omega, B, \sigma). \quad (3)$$

В [3] подробно исследованы зависимости (3) при $\sigma \ll 1$.

Известно, что обычно чувствительность вязкости к температуре растет с ростом давления [4], поскольку U пропорционально температуре кипения или логарифму давления. В связи с этим необходим анализ (3) при достаточно больших σ . В [3] показано, что при $\sigma > 1$ зависимость $\kappa_*(\omega)$ монотонно растет при любых B , а при $\sigma \ll 1$ она имеет максимум при некоторых ω и B .

В данной работе представлены результаты исследования критических условий при $1 - \sigma \ll 1$. Эта область по σ , являясь промежуточной к указанным выше, обладает новыми качественными особенностями. На рис. 1 приведены результаты расчетов $\Theta_*(\omega, B)$ при $\sigma = 0,8$. Если $\omega \ll 1$, легко найти, что $\Theta_* = 1$. Видно, что Θ_* слабо меняется при $\omega \approx 1$. Используем это обстоятельство, представляя диссипативный член в виде

$$\omega^2 \exp(-\sigma\Theta) \approx \omega^2 (1 + \sigma - \sigma\Theta) e^{-\sigma}. \quad (4)$$

С учетом (4) из (1), (2) получим

$$\Theta_* = 1 + \omega^2 (1 + \sigma) \exp(-\sigma) / [(B + \omega) + \sigma\omega^2 \exp(-\sigma)].$$

Отсюда видно, что Θ_* — слабая функция ω при малых ω (тем слабее, чем больше σ и B). Для $\omega < 1$ в первом приближении имеем

$$\kappa_* = e^{-1} (B + \omega) \exp[(-a\omega^2)/(B + \omega)], \quad (5)$$

где $a = (1 + \sigma) \exp(-\sigma)$.

Кривая $\kappa_*(\omega)$ достигает максимума при

$$\omega_1 = \sqrt{1/4a^2 + B^2} + 1/2a - B.$$

Соответственно максимальные значения $\kappa_*(\omega)$:

$$\kappa_{*10} = 1/ae^2 = \exp(\sigma - 2)/(1 + \sigma) \quad \text{при } B \rightarrow 0,$$

$$\kappa_{*11} = B/e \quad B \gg 1$$

Близость Θ_* к единице фактически отражает малость $\omega^2 \exp(-\sigma\Theta)$ по сравнению $\kappa \exp(\Theta)$. Разогрев, который обеспечивает вязкость, при больших ω можно оценить из уравнения

$$\omega^2 \exp(-\sigma\Theta) \approx \omega\Theta,$$

что дает грубую оценку

$$\Theta = \sigma^{-1} \ln \omega. \quad (6)$$

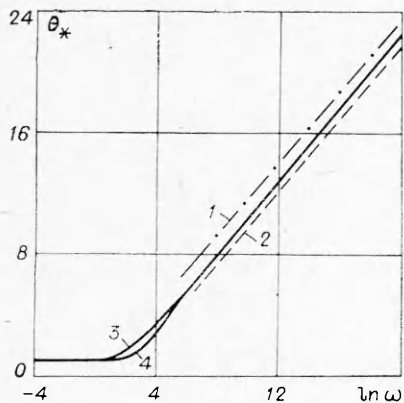


Рис. 1. Зависимость критического разогрева Θ_* от расхода ω .
1 — расчет по (6); 2 — расчет по (7); 3 — $B=1$; 4 — $B=50$.

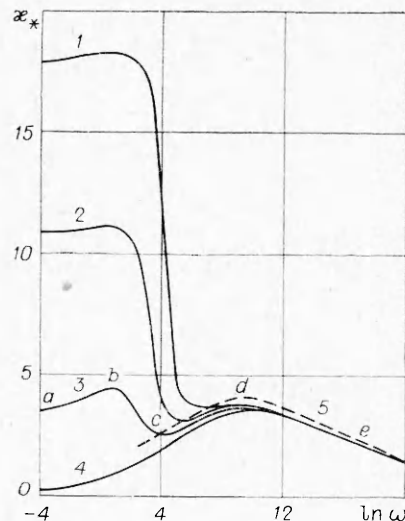


Рис. 2. Зависимость критического значения κ_* от ω ; $\sigma=0,8$.
В равно: 1 — 50, 2 — 30, 3 — 10, 4 — 1; 5 — расчет по (8).

Действительно, при $\omega \gg 1$, как следует из рис. 1, 1, $\Theta_* \sim \sigma^{-1} \ln \omega$. Лучшую оценку критических условий дает следующий прием. Функция тепловыделения

$$\kappa \exp(\Theta) + \omega^2 \exp(-\sigma\Theta)$$

может иметь минимум при

$$\Theta_1 = (1 + \sigma)^{-1} \ln(\omega^2 \sigma / \kappa). \quad (7)$$

Ясно, что $\Theta_* \geq \Theta_1$. Взяв $\Theta_* = \Theta_1$ в качестве первого приближения из (1) получим, считая $\omega \gg B$,

$$\kappa_* = A x^{(1+\sigma)/\sigma} \exp((\sigma-1)x/\sigma), \quad (8)$$

где $A = 2^{(1+\sigma)/\sigma} (1+\sigma)^{-2(1+\sigma)/\sigma}$, $x = \ln \omega$. Вычисляя κ_* из (8) и подставляя его в (7), найдем Θ_* . Рис. 1, 2 отвечает таким расчетам.

На рис. 2 представлены расчеты $\kappa_*(\omega)$. Видно, что функция (8) неплохо аппроксимирует точные значения $\kappa_*(\omega)$ при $\omega \gg 1$. Отметим, что максимум кривой $\kappa_*(\omega)$ при $\omega \gg 1$, если воспользоваться приближением (8), находится при

$$\omega_2 = \exp((1+\sigma)/(1-\sigma))$$

и достигает величины

$$\kappa_{*2} = A [(1+\sigma)/(1-\sigma) e]^{(1+\sigma)/\sigma}.$$

Если $\kappa_{*1} \rightarrow \kappa_{*10} \ll \kappa_{*2}$, то максимум $\kappa_*(\omega_1)$ практически вырождается. При интенсивном теплоотводе $\kappa_{*1} \rightarrow \kappa_{*11} \gg \kappa_{*2}$ (для $B \gg 1$), и вырождается максимум функции $\kappa_*(\omega)$ при $\omega = \omega_2$. Таким образом, в общем случае $\kappa_*(\omega)$ имеет два максимума при достаточно большом σ .

Рассмотрим, например, кривую 3 на рис. 2. Рост $\kappa_*(\omega)$ на участке $a-b$ обусловлен уменьшением времени пребывания жидкости в канале. Диссипация энергии движения мала. На участке $b-c$ диссипация энергии велика и существенно понижает критическое значение κ_* . Влияние уменьшения времени пребывания жидкости в канале (пропорционально ω) гораздо слабее влияния диссипативного источника тепла (пропорционально ω^2). Эти два участка удовлетворительно описывает формула (5).

При больших ω быстро растет Θ_* , и роль диссипативного фактора, равного $\omega^2 \exp(-\sigma\Theta_*) \approx \omega$ (используем (6)), падает по сравнению с уносом тепла течением ($\approx \omega\sigma^{-1} \ln \omega$). В связи с этим и наблюдается рост $\kappa_*(\omega)$ на участке $c-d$. Наконец, падение $\kappa_*(\omega)$ на участке $d-e$ связано с быстрым увеличением химического тепловыделения, пропорционального $\exp \Theta_* \approx \omega^{1/\sigma}$. При больших B (или малых) один из максимумов, как уже отмечалось выше, вырождается.

Интересна зависимость перепада давления от расхода жидкости в критических условиях. Эта связь в рамках рассматриваемой теории выражается формулой

$$\pi_* = \omega \exp(-\sigma\Theta_*),$$

где π — безразмерный перепад давления ($\pi = \Delta p E / c_p R T_0^2$). При малых расходах $\Theta_* \approx 1$ и $\pi_* \sim \omega$, если B и σ достаточно велики. При больших ω $\sigma\Theta_* = \ln \omega$ и $\pi_* \rightarrow 1$. При малых B и σ $\Theta_* \approx 1 + \omega$, и зависимость π_* от ω — немонотонная [3].

Полная картина критических условий, описанных в работе, может в действительности не реализоваться, так как при достаточно больших расходах жидкости может наступить турбулентный режим течения с иным законом диссипации. Так, оценки, проведенные для жидкой дины (характеристики ее даны, например в [3]), показывают, что ω_2 может соответствовать значению $Re \approx 10^3 - 10^4$ при разумных параметрах. Другое ограничение — неучтенное выгорание вещества и предположение о большой энергии активации.

Авторы выражают благодарность В. И. Клименко за помощь в проведении расчетов.

Поступила в редакцию 29/XII 1976,
после доработки — 15/VI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, Н. М. Пручкина. ПМТФ, 1968, 5.
2. А. М. Столин. ФГВ, 1975, 11, 3.
3. И. Г. Дик. ФГВ, 1976, 12, 1.
4. Р. Берд, В. Стюарт, Е. Лайтфут. Явления переноса. М., «Химия», 1974.

О КРИТИЧЕСКОМ УСЛОВИИ ТЕПЛООВОГО ВЗРЫВА ПРИ ПАРАЛЛЕЛЬНОМ ПРОТЕКАНИИ РЕАКЦИЙ С СИЛЬНОРАЗЛИЧАЮЩИМИСЯ ТЕПЛОВЫМИ ЭФФЕКТАМИ

В. Г. Абрамов, Д. А. Ваганов, Н. Г. Самойленко

(Черноголовка)

В [1, 2] исследовались закономерности теплового взрыва при одновременном протекании параллельных реакций при условии, что все они обладают большими тепловыми эффектами и энергиями активации, т. е. могут приводить к тепловому взрыву. Однако наряду с этим большой интерес представляет рассмотрение случая, когда параллельно с основной сильноэкзотермической реакцией протекает реакция с небольшим тепловыделением, которая неспособна привести к тепловому взрыву вещества, но может существенно повлиять на закономерности развития процесса. Такие случаи могут иметь место, например, при наличии в веществе примесей или добавок, реагирующих независимо