$K = \Theta_у/\Theta_н$. На основании анализа экспериментальных данных по измерению скорости ультразвука в порошках меди, железа, вольфрама, титана получено уравнение

$$\bar{c} = 2\Theta_н K^{-2}(\Theta - \Theta_н K^{-1}),$$

где $\bar{c}$ — отношение скоростей звука в порошке и в монолите. Данные по этим параметрам приведены в табл. 2 и 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Р. Мак-Куин, С. Марш, Дж. Тейлор и др.**— В кн.: Высокотемпературные ударные явления. М.: Мир, 1972.
2. **Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
3. **А. А. Баканова, И. П. Дудоладов, Ю. Н. Сутулов**, ПМТФ, 1974, 2, 116.
4. **Э. С. Атрощенко.** Физика и химия обработки материалов, 1983, 6, 29.
5. **Jan Vacek.**— In: V symposium explosive working of metals. Gottwaldov, 1982.

Поступила в редакцию 24/IV 1986

УДК 534.222.2

РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ ПО ТЕПЛОВОМУ МЕХАНИЗМУ

В. Н. Лобанов, Р. Г. Ленский, Ю. И. Плотников, М. Л. Рудько, А. А. Селезнев

(Москва)

Тепловой механизм возбуждения детонации реализуется, например, в детонаторах с нагревающейся проволочкой [1—3]. Под тепловым здесь понимается следующий механизм развития процесса: локальное повышение температуры в «горячей точке» вследствие определенного внешнего воздействия (протекание тока по мостику накаливания, нагрев инертной частицы потоком излучения, трение между частицами при механическом воздействии на ВВ); воспламенение ВВ в горячей точке и горение окружающих слоев; переход горения в детонацию. Возможность развития процесса инициирования детонации по указанному механизму широко обсуждается в литературе [4—6]. В данной работе рассчитываются критические условия воспламенения ВВ от мостика накаливания. Очевидно, что воспламенение ВВ в горячей точке необходимо для инициирования детонации. Рассматриваемая задача по своему физическому содержанию примыкает к задачам об очаговом тепловом взрыве [7—9]. Новые аспекты данной работы — учет динамики изменения температуры мостика при протекании электрического тока.

В безразмерных переменных система дифференциальных уравнений, описывающая динамику изменения температуры в мостике и в окружающих слоях ВВ, имеет вид

$$\begin{aligned}
&\frac{d\Theta_м}{d\tau} = \varepsilon + 2B(\Delta\Theta)_{\xi=1},\\
&\frac{d\Theta}{d\tau} = \Delta_\xi\Theta + \delta(1-\alpha)^n \exp\left\{\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right\},\\
&\frac{d\alpha}{d\tau} = \delta\gamma(1-\alpha)^n \exp\left\{\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right\}.
\end{aligned} \qquad (1)$$

При $\tau = 0$ $\Theta_м = \Theta_0$, $\Theta = \Theta_0$, $\alpha = 0$, здесь $\Theta_м$, Θ, Θ_0 — безразмерные температуры мостика, окружающих слоев ВВ и начальная; α — степень превращения реакции разложения ВВ; n — порядок реакции. Переменные параметры:

$$\Theta = \frac{T - T_1}{\beta T_1}; \quad \varepsilon = \frac{t_q \varepsilon_V}{\langle \beta c_p \rangle_{\text{м}} \beta T_1}; \quad B = \frac{\langle \rho c_p \rangle_{\text{ВВ}}}{\langle \rho c_p \rangle_{\text{м}}};$$

$$\delta = t_q t_r^{-1}; \quad \beta = R_i T_1/E; \quad \gamma = \frac{\langle \rho c_p \rangle_{\text{ВВ}} \beta T_1}{\rho_{\text{ВВ}} \Delta h};$$

$$t_r^{-1} = \frac{k_0}{\gamma} e^{-E/RT_1}; \quad t_q = \frac{r_1^2}{\varkappa_{\text{ВВ}}}; \quad \xi = \frac{r}{r_1}; \quad \tau = \frac{t}{t_q};$$

T_1 — выбираемая характерная температура; ε_V — скорость тепловыделения в единице объема мостика; $\langle \rho c_p \rangle_{\text{ВВ}}$, $\langle \rho c_p \rangle_{\text{м}}$ — плотности и теплоемкости ВВ и мостика; k_0 — предэкспоненциальный фактор в уравнении Аррениуса для скорости реакции; E — энергия активации реакции; r_1 — радиус мостика.

Критические условия воспламенения определялись численным и аналитическим методами. Численное решение (1) реализовано на основе метода прямых [10, 11]. Интегрирование проводилось по стандартной программе [12].

Рассмотрим предварительно аналитический метод расчета критических условий на основе подхода, предложенного в [13, 14]. На стадии прогрева зависимость температуры мостика от времени с удовлетворительной точностью можно описать выражением

$$\Theta_{\text{м}} = \Theta_0 + \varepsilon/2B \cdot (1 - e^{-2B\tau}).$$

Соответственно максимальная температура мостика определяется выражением

$$\Theta_{\text{м max}} = \Theta_0 + \varepsilon/2B. \tag{2}$$

Следуя работе [14], определим температуру воспламенения как температуру, минимизирующую функционал:

$$F(T) = t_s(T) + t_r(T), \tag{3}$$

где $t_s(T)$ — время достижения температуры T в случае прогрева инертной среды; $t_r(T)$ — адиабатическое время реакции при T.

В безразмерных переменных функционал (3) имеет вид

$$F(\Theta) = \frac{1}{2B} \ln \frac{1}{1 - (\Theta - \Theta_0)\dfrac{2B}{\varepsilon}} + \frac{e^{-\Theta}}{\delta}. \tag{4}$$

Решая задачу на экстремум, из (4) получим выражение для безразмерной температуры воспламенения

$$\Theta_{\text{в}} = \ln \frac{\varepsilon}{\delta} + \ln\left(1 - \frac{\Theta_{\text{в}} - \Theta_0}{\varepsilon} 2B\right).$$

Если принять за T_1 значение $T_{\text{в}}$, то это выражение приводится к виду

$$\ln \frac{1}{\delta} [\varepsilon - 2B \,|\Theta_0|] = 0$$

или

$$\delta = \varepsilon - 2B|\Theta_0|. \tag{5}$$

Учитывая выражение для δ через размерные переменные из (5), находим

$$T_{\text{в}} = \frac{E/R}{\ln \dfrac{r_1^2 k_0}{\varkappa_{\text{ВВ}} \gamma (\varepsilon - 2B\,|\Theta_0|)}}. \tag{6}$$

В пределе, когда $B \ll 1$, из (6) получаем формулу, определяющую адиабатическую температуру воспламенения [14]

$$T_{\text{в}}^{\text{ад}} = \frac{E/R}{\ln \dfrac{r_1^2 k_0}{\varkappa_{\text{ВВ}} \gamma \varepsilon}}.$$

Введение $T_в$ позволяет легко рассчитать минимальный ток воспламенения (критический ток) и его зависимость от основных параметров задачи. Очевидно, что воспламенение ВВ будет в том случае, когда $\Theta_{м\,max}$ (рассчитанная, например, по соотношению (2)) будет превышать $T_в$. Таким образом, условие воспламенения можно представить в виде $\varepsilon/2B+\Theta_0>0$. Отсюда получаем выражение для критического значения плотности энерговыделения $\varepsilon_{кр}=2B|\Theta_0|$ или в размерных переменных

$$\varepsilon_{V,кр}=\frac{2\lambda_{ВВ}(T_в-T_0)}{r_1^2}, \tag{7}$$

где $\lambda_{ВВ}$ — теплопроводность ВВ. Учитывая зависимость $\varepsilon_V=I^2/(\sigma_м\pi^2r_1^4)$ ($\sigma_м$ — проводимость материала мостика, I — величина тока, протекающего по мостику), получим уравнение, определяющее величину критического тока:

$$I_{кр}^2=2\pi^2\sigma_м r_1^2\lambda_{ВВ}(T_в-T_0). \tag{8}$$

По (4) находим время задержки воспламенения в случае $\varepsilon>\varepsilon_{кр}$

$$\tau_в=\frac{1}{2B}\ln\frac{1}{1-\frac{2B|\Theta_0|}{\varepsilon}}+\frac{1}{\delta}.$$

Рассмотрим некоторые результаты численного решения системы (1).

На рис. 1 приведены расчетные зависимости времени воспламенения от параметра $\varepsilon/|\Theta_0|$. Расчет проведен при $5\leqslant|\Theta_0|\leqslant 20$. При численном решении выгорание не учитывалось.

На рис. 2 полученные результаты представлены в координатах $\tau_в$, $\varepsilon/2B|\Theta_0|$. Зависимость построена по усредненным значениям $\tau_в$. Как видно из рис. 2, $\tau_в\to\infty$ при $\varepsilon/2B|\Theta_0|\to 1$, т. е. $\varepsilon_{кр}=2B|\Theta_0|$, что соответствует результату, полученному на основе приближенного аналитического решения системы. Сопоставим расчетные результаты с экспериментом. Из соотношения (7) находим критическое значение скорости энерговыделения в мостике на единицу его длины

$$W_{кр}=2\pi\lambda_{ВВ}(T_в-T_0).$$

Поскольку температура воспламенения — слабая функция радиуса, то в широком интервале значений радиусов мостика величина $W_{кр}$ будет оставаться постоянной.

На рис. 3, *1* приведена экспериментальная зависимость величины $W_{кр}$ от радиуса нихромового мостика (прямая — расчет). Эксперимент проводился с тэном, запрессованным под давлением ~100 МПа. Методика проведения опытов аналогична описанной в [15, 16]. За критические принимались условия (параметры), соответствующие 50%-ной вероятности воспламенения. Как видно из соотношения (8), наиболее сильная

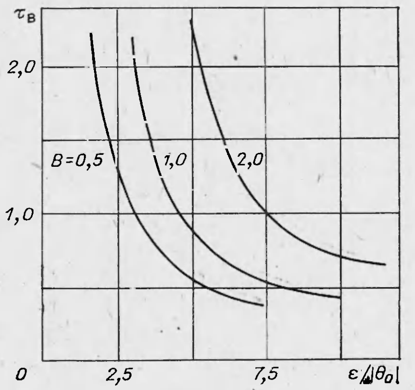

Рис. 1.

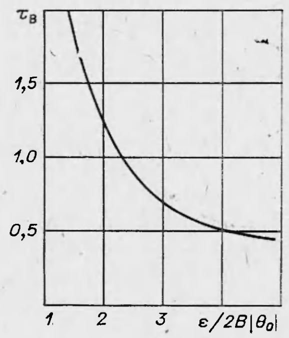

Рис. 2.

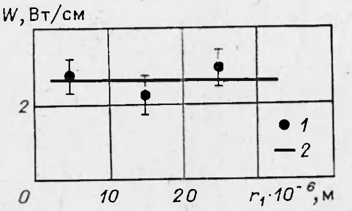

Рис. 3.

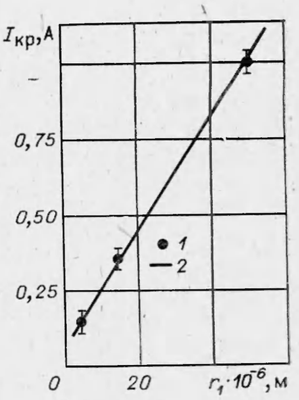

Рис. 4.

зависимость критического тока должна наблюдаться от радиуса мостика.

На рис. 4 проводится сопоставление теоретической (*2*) и экспериментальной (*1*) зависимостей. При расчете использовались кинетические и теплофизические параметры тэна, приведенные в [6].

Таким образом, в работе получены аналитические зависимости, позволяющие рассчитать критические условия воспламенения ВВ от мостика накаливания. Проведено сопоставление теоретических результатов с экспериментом. Полученные теоретические зависимости с удовлетворительной точностью описывают экспериментальные результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M. E. Gill, E. D. Lingley.** Пат. США № 3249047 от 03.05.66.
2. **J. L. Austing, A. J. Julis e. a.** Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1984, v. 9, 193.
3. **К. Юхансон, П. Персон.** Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1973.
4. **Ф. Боуден, А. Иоффе.** Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М.: ИЛ, 1955.
5. **Ф. Боуден, А. Иоффе.** Быстрые реакции в твердых веществах. М.: ИЛ, 1962.
6. **А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др.** Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
7. **А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская.** Докл. АН СССР, 1963, 148, 6.
8. **У. И. Гольдшлегер, К. В. Прибытков, В. В. Барзыкин.** ФГВ, 1973, 9, 1.
9. **В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев.** ПММ, 1976, 40, 6.
10. **В. И. Крылов, В. В. Бобков, П. И. Монастырский.** Вычислительные методы. Ч. 2. М.: Наука, 1979.
11. **Г. Р. Отей, Х. А. Дуайер.** РТК, 1979, 17, 6.
12. **Дж. Калдербенк.** Курс программирования на фортране-IV. М.: Энергия, 1978.
13. **M. H. Friedman.** Comb. Flame, 1967, 11, 3.
14. **M. H. Friedman.** Comb. Flame, 1969, 13, 6.
15. **G. Dauge, J. P. Giraudov, R. Ficat.** Fifteenth Symp. (Intern.) on Combustion. Tokyo, 1974.
16. **И. С. Клочков, И. Д. Маначинский.** ФГВ, 1973, 9, 4.

Поступила в редакцию 27/III 1986

УДК 662.215.5+534.222.2

МОДЕЛЬ РАЗВИТИЯ РЕАКЦИИ ВО ВЗРЫВЧАТОМ ВЕЩЕСТВЕ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

А. Н. Работинский, С. П. Смирнов, В. С. Соловьев, Е. В. Колганов

(Москва)

В настоящее время в исследовании разложения взрывчатых веществ (ВВ) при воздействии ударными волнами (УВ) можно выделить два подхода. Первый базируется на результатах экспериментов по измерению параметров потока реагирующей среды [1—4]. Метод, использованный в [1, 2], не требует привлечения никаких модельных предположений и полностью обходится экспериментальными результатами для одной из механических величин потока и скорости распространения в среде слабого разрыва. На основании этих данных может быть вычислена величина