

Рис. 3. Зависимость $\eta_{сл}(\alpha)$ для смесей 1 (а) и 2 (б).

Анализ продуктов горения в интервалах $\alpha_1 \leq 0,3$ и $1,6 \leq \alpha_2 \leq 0,36$ показал, что они имеют вид литых слоев, а доля металлического слоя достигает 30 % (рис. 3).

В работе для системы $V_2O_5 + Al$ показана возможность подавления разброса (диспергирования) с помощью понижения температуры горения. Экспериментально установлено, что при росте содержания Al_2O_3 в исходной смеси до 30 % разброс снижается до 0,5 %, а $u_0 = 3 \cdot 10^{-2} \div 0,2 \cdot 10^{-2}$ м/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мякишев Н. П., Плинер Ю. А., Игнатенко Г. Ф. и др. Аллюминотермия.— М.: Металлургия, 1978.
2. Мержанов А. Г., Юхвид В. И., Боровинская И. П. Докл. АН СССР, 1980, 255, 1.
3. Дубровин А. С. // Процессы горения в химической технологии и металлургии.— Черноголовка, 1975.
4. Юхвид В. И., Боровинская И. П., Мержанов А. Г. ФГВ, 1983, 19, 3.
5. Мамян С. С., Мержанов А. Г. Термодинамический анализ возможности металлургического восстановления окислов металлов в режиме горения/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1978.

г. Тбилиси

Поступила в редакцию 12/IV 1988

УДК 662.215.1

А. Н. Кирюшкин, Ю. А. Гостинцев

ТЕОРИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ В ПРОГНОЗЕ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВЗРЫВА

Очаговый механизм возбуждения взрыва наиболее распространен как причина инициирования конденсированных ВВ. Существуют различные модели возникновения очагов возбуждения взрыва: вязкопластический разогрев [1], концентрация энергии на микровключениях (частицы металла, углерода) при лазерном облучении ВВ [6], взаимодействие УВ с локальными возмущениями плотности, адиабатическое сжатие газовых включений и др. [3]. В процессе инициирования взрыва из очага разогрева можно выделить следующие характерные стадии: тепловое взаимодействие очага с окружающим его ВВ, достижение критических значений параметров, определяющих возможность существования самоподдерживающегося режима — зажигание, развитие ускоряющегося процесса нестационарного горения, переход к ударно-волновому инициированию. В рамках теории нестационарного горения порохов [4], с позиций которой рассматривается стадия зажигания, критическими пара-

© 1990 Кирюшкин А. И., Гостинцев Ю. А.

метрами воспламенения окружающего очага ВВ являются температура $T_{кр}(p)$ и критическое значение ее градиента на границе с очагом $\Phi_{кр} = = \frac{\partial T}{\partial r}$. За $T_{кр}$ обычно принимают температуру испарения ВВ при данном давлении, что хорошо подтверждено для вторичных ВВ.

Рассмотрим гомогенное ВВ, в котором имеется газовая сферическая полость радиуса R_0 , давление и температура внутри которой равны p_0 и T_0 . Предположим, что в результате внешнего динамического воздействия полость адиабатически сжалась до $R_{кр} = R_0 \left(\frac{p_c}{p_0} \right)^{1/3\gamma}$ с параметрами газа в ней p_g^0 и T_g^0 .

Сформулируем задачу о тепловом взаимодействии очага с окружающей конденсированной фазой. Считаем, что в процессе такого взаимодействия размер очага неизменен. Уравнение теплопроводности для к-фазы запишем в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\kappa_s}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad R_{кр} \leq r < \infty, \quad (1)$$

$$r = R_{кр}: \lambda_s \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha (T_s - T_g),$$

$$r \rightarrow \infty: T(t, \infty) = T_0,$$

$$t = 0: T(0, r) = T_0.$$

Усредним по объему очага уравнение для газовой фазы, получим

$$\rho_g^0 c_V \frac{dT_g}{dt} - \alpha (T_g - T_s) \frac{s}{V}, \quad (2)$$

$$t = 0: T_g = T_g^0.$$

Воспламенение произойдет, когда $T_s = T_{кр}$ и $\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{R_{кр}} \leq \Phi_{кр}$, где $T_{кр} = = T_{кр}^0 \left(1 - \frac{RT_{кр}^0}{q} \ln \frac{p_g}{p_0} \right)^{-1}$; $\Phi_{кр} = \frac{u_1 p^v (1 + \beta T_{кр})^2}{\Delta \beta \kappa_s}$; R — газовая постоянная; $T_{кр}^0$ — температура испарения, соответствующая давлению p_0 ; q — теплота испарения; u_1 — коэффициент в законе для скорости стационарного горения $u_0 = u_1 p^v (1 + \beta T_0)$.

Очевидно, что в такой постановке плотность газовой фазы ρ_g^0 весь процесс постоянна. Считаем также, что применимо уравнение состояния идеального газа, тогда имеем $\frac{T_g}{T_g^0} = \frac{p_g}{p_g^0}$.

Введем безразмерные координаты и функции: $\xi = r/R_{кр}$, $\tau = t/t_0$, $t_0 = R_{кр}^2/\kappa_s$, $\Theta = T/T_0$, $\pi = p/p_0$, $Nu = \alpha R_{кр}/\lambda_g$. Индекс s относится к значениям функций на поверхности к-фазы, g — к газовой фазе. Тогда систему (1), (2) можно записать в виде:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right), \quad 1 \leq \xi < \infty, \quad (1')$$

$$\xi = 1: \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = Nu \frac{\lambda_s}{\lambda_g} (\Theta_s - \Theta_g),$$

$$\xi \rightarrow \infty: \Theta(\tau, \infty) = 1,$$

$$\tau = 0: \Theta(0, \xi) = 1;$$

$$\frac{d\Theta_g}{d\tau} = -3Nu \frac{\kappa_g}{\kappa_s} (\Theta_g - \Theta_s), \quad (2')$$

$$\tau = 0: \Theta_g = \Theta_g^0,$$

$$\Theta_{кр} = \Theta_{кр}^0 \left[1 - \frac{RT_{кр}^0}{q} \ln \frac{\pi}{\pi_0} \right]^{-1},$$

$$\Phi_{кр} = \frac{\pi^v (\Theta_{кр} - 1)}{k(2\eta - \eta^2)}, \quad \bar{\eta} = \frac{2(1 + \beta T_0)}{(1 + \beta T_{кр})},$$

$$k = \frac{\kappa_s}{R_{кр} v_0}, \quad u_0 = u_1 p_g^{0v} (1 + \beta T_0).$$

Применим для решения системы (1'), (2') метод интегральных соотношений, при этом решение для Θ ищем в виде

$$\Theta = 1 + \frac{\Theta_s^{-1}}{\xi^2} \exp \left\{ (1 - \xi) \left[\frac{Nu \frac{\lambda_g}{\lambda_s} (\Theta_g - \Theta_s)}{\Theta_s - 1} - 4 \right] \right\}.$$

Тогда она сведется к системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d}{d\tau} [(\Theta_s - 1)(1 + e^B BEi(-B))] = Nu \frac{\lambda_g}{\lambda_s} (\Theta_g - \Theta_s),$$

$$\frac{d\Theta_g}{d\tau} = -3Nu \frac{\kappa_g}{\kappa_s} (\Theta_g - \Theta_s), \quad B = Nu \frac{\lambda_g}{\lambda_s} (\Theta_g - \Theta_s),$$

$$\Theta_s = 1, \quad \Theta_g = \Theta_g^0 \text{ при } \tau = 0,$$

Из решения которой можно получить

$$(\Theta_s - 1)(1 + e^B BEi(-B)) = \frac{1}{3} \frac{\rho_g^0 c_v}{\rho_s c_s} (\Theta_s^0 - \Theta_g), \quad (3)$$

$$B \gg 1: Ei(-B) \approx -\frac{e^B}{B} \left(1 - \frac{1}{B}\right).$$

Из (3) получим

$$\Theta_s = 1 + A \left\{ (\Theta_s^0 - \Theta_g) \frac{A + Nu'}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{Nu'}{A} \left(\frac{2}{4 + Nu'} \right)^2 \frac{(\Theta_g - 1)}{(\Theta_s^0 - \Theta_g)^{-1}}} \right] \right\},$$

$$A = \frac{1}{3} \frac{\rho_g^0 c_v}{\rho_s c_s}, \quad Nu' = Nu \frac{\lambda_g}{\lambda_s}.$$

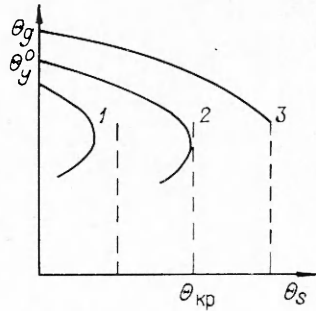
Зависимость $\Theta_s(\Theta_g)$ при различных начальных Θ_s^0 представлена на рис. 1: линия 1 соответствует развитию неактивированного очага, так как не достигается $\Theta_s = \Theta_{кр}$; 3 — соответствует развитию активированного очага (при $\Theta_s = \Theta_{кр}$ возможны два режима [5]: если $\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} > \Phi_{кр}$, происходит газификация, продолжающаяся до $\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \Phi_{кр}$, затем зажигание (вырожденный режим); если $\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_1 \leq \Phi_{кр}$, происходит зажигание); 2 — предельно возможный режим зажигания при $\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_1 = \Phi_{кр}$. Определим значения Θ_s^0, Θ_g , соответствующие этому режиму. Для этого необходимо найти точку максимума на зависимости $\Theta_s(\Theta_g)$. Ее координаты:

$$\Theta_{g \min}^0 = 1 + \frac{(\Theta_{кр} - 1) \sqrt{\frac{A}{Nu}} \left[2 + (4 + Nu) \sqrt{\frac{A}{Nu}} \right]}{A}, \quad (4)$$

$$\Theta_{g \min} = \frac{\Theta_{g \min}^0 \left[1 + \sqrt{\frac{A}{Nu}} (4 + Nu) \right] + 1}{2 + \sqrt{\frac{A}{Nu}} (4 + Nu)}, \quad (5)$$

$$\Theta_{кр} = \Theta_{кр}^0 \left(1 - \frac{RT_{кр}^0}{v} \ln \pi \right)^{-1}. \quad (6)$$

Рис. 1. Зависимость $\Theta_s(\Theta_g)$.



Учитывая также, что $\pi = \pi \delta \frac{p_g}{p_g^0} = \frac{\Theta_{g \min}}{\Theta_{g \min}^0}$, $A =$

$$= \frac{1}{3} \frac{\rho_g c_V}{\rho_s c_s}, \quad \rho_g = \Theta_g^{0 \frac{1}{\gamma-1}} \rho_n, \text{ а } \rho_n \text{ — начальная плот-}$$

ность газовой фазы перед ее сжатием, из системы (1)–(6) найдем температуры очага $\Theta_{g \min}$, $\Theta_{g \min}^0$, соответствующие предельному режиму. Здесь требуется также равенство

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right|_1 = \Phi_{кр}. \text{ Из } Nu \frac{\lambda_g}{\lambda_s} (\Theta_{g \min} - \Theta_{кр}) = \frac{\pi^{\nu} (\Theta_{кр} - 1)}{k (2\eta - \eta^2)}$$

определяем k и, следовательно, $R_{кр}$. Расчеты для ряда вторичных ВВ приведены в таблице. В ней не приводятся данных по временам задержек воспламенения,

так как $t_{зад} = t_{ад} + t_{тепл}$. Расчеты проводились для $t_{тепл} \sim \frac{R_{кр}^2}{\alpha_s}$, и они составляли $10^{-7} \div 10^{-6}$ с для различных ВВ.

Применим описанный выше метод расчета критических параметров зажигания для анализа экспериментальных данных по лазерному иницированию вторичных ВВ. В работе [6] экспериментально исследовалась зависимость критической плотности энергии падающего излучения от давления нагружения образца ВВ (рис. 2). Длительность импульса составляла ~ 40 нс, давление изменялось от 0,1 до 10 кбар, длина волны излучения лежала в инфракрасной области $\lambda = 1,06$ мкм. В этой области длин вторичные ВВ практически прозрачны для излучения. Образец нагревался всего на несколько градусов, поэтому единственно возможным механизмом возбуждения взрыва является очаговый — концентрация энергии на микровключениях, непрозрачных для этой области спектра. Такими микровключениями могут быть незначительные примеси частиц металлов, углерода.

Пусть частица полностью поглощает энергию излучения, тогда для плотности потока энергии можно записать

$$E = \frac{1}{3} R_r \rho_r c_V (T_g^0 - T_0).$$

Считаем, что процесс нагрева частицы протекает при $\rho_2 = \text{const}$, т. е. $\frac{p_g^0}{p_n} = \frac{T_g^0}{T_0}$, где p_n — давление прижатия образца. Тогда, используя найденные выше зависимости (4)–(6), можно рассчитать $E(p_n)$ (см. рис. 2). Сравнение экспериментальных данных с расчетными может претендовать только на качественное согласие, одна из причин которого состоит в том, что эксперименты проводились в образцах диаметром 10 мм. По этой причине в области $p_n \sim 10^{-1}$ кбар волновые процессы по времени сравнимы с тепловыми и необходим учет влияющих газодинамических факторов.

ВВ	ρ_s , г/см ³	α_s , см ² /с	$\beta \cdot 10^3$, 1/К	u_1 , см/((с·кбар)	ν	$T_{кр}^0$, К	$R_{кр} \cdot 10^4$, см	$p_{гкр}^0$, кбар	$T_{гкр}^0$, К
ТНТ	1,614	0,855	3,75	4,49	1	608	7,2	3,3	2960
ТНБ	1,637	0,97	4,0	4,5	0,95	588	9,6	2,9	2870
Тетрил	1,727	0,725	4,3	6,6	1	583	4,7	2,9	2870
Гексоген	1,765	1,11	3,2	12,75	1	613	3,0	3,6	3030
ТЭН	1,717	0,666	3,75	11,24	1	543	3,4	2,2	2660
НГЦ	1,6	1,22	5,1	23,12	1	523	3,8	1,9	2520

Примечание. Расчеты выполнены в следующих предположениях: $\lambda_g = \lambda_s$, $c_V = c_s$, $\rho_n = 0,001$ г/см³, $p_n = 1$ бар, $Nu = 2$, $\gamma = 1,4$.

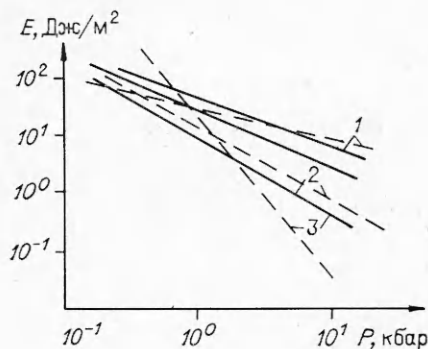


Рис. 2. Зависимость плотности критической энергии инициирования от давления нагружения образца.
1 — октоген; 2 — гексоген; 3 — ТЭН; — — — эксперимент; — — — расчет.

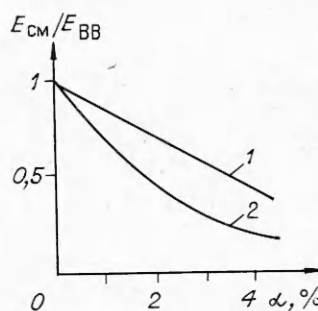


Рис. 3. Зависимость относительной критической плотности энергии инициирования для смеси ТЭН/Al от объемного содержания Al.
1 — расчет; 2 — эксперимент.

Экспериментально Ю. Ф. Карбановым была исследована зависимость $E(\alpha)$ (α — объемное содержание добавки для смеси ТЭН/Al) (рис. 3). Даже при $\alpha = 1 \div 3\%$ заметен резкий спад зависимости $E(\alpha)$, расстояние l между частицами в смеси гораздо больше R_r , поэтому их тепловое взаимодействие отсутствует. Предположим, что их избыточная энергия ΔE возникает за счет волнового взаимодействия. Для расстояния между частицами $l(\alpha)$ можно записать $l = R_r \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3\alpha}}$. Давление на расстоянии l изменится от p_g^0 до $p_g^0 \left[1 - \left(\frac{R_r}{l}\right)^3\right]$. Количество частиц, находящихся на расстоянии l , равно $\approx 8\pi$. Тогда $\Delta p \approx 8\pi p_g^0 \frac{2\alpha}{4\pi}$, но $\Delta p \sim \Delta T$, поэтому $E_{см} \approx E_{вв}(1 - 6\alpha)$. Расчет, проведенный по этой формуле, качественно согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 3).

После достижения $\Theta_{кр}$ и $\Phi_{кр}$ на поверхности к-фазы произойдет зажигание и разгорание очага. Теоретическое решение этой задачи в рамках стационарного горения для случая, когда к-фаза несжимаема, сделано в работах [2, 7]. Экспериментально-теоретический подход к этой проблеме сделан в [8, 9]. Нами была разработана [10] модель развития горения очага с учетом сжимаемости к-фазы, с помощью которой в совокупности с данными о критических параметрах очага можно рассчитать дальнейшую стадию разгорания очага вплоть до возникновения ударно-волнового режима распространения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хасанов Б. А. и др. // Детонация.— Черноголовка, 1981.
2. Марголин А. Д. ФГВ, 1979, 15, 3.
3. Star Kenberg J. // 7th Symp. (Intern.) on Detonation.— White Oak, 1981.
4. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1942, 12, 11/12, 498—524.
5. Гостинцев Ю. А. ФГВ, 1971, 7, 3, 337—344.
6. Карбанов Ю. Ф. и др. // Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1977, 5—8.
7. Тютяев А. В., Амосов А. П. ФГВ, 1985, 21, 4, 48—51.
8. Гарвер К. и др. Детонация взрывчатых веществ.— М.: Мир, 1981.
9. Mase A. Chem. Revs., 1962, 62, 41.
10. Кирюшкин А. Н., Гостинцев Ю. А. // Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1986.

г. Москва

Поступила в редакцию 7/VI 1988,
после доработки — 7/II 1989