

Здесь $A = 1,203 \cdot 10^4 \text{ м} \cdot \text{с}/(\text{атм})^n$; $n = -0,866$; $m = 1,7$; $E^* = 6,4 \times 10^7 \text{ Дж}/\text{кмоль}$.

Расчеты показали, что алюминиевые частицы загораются по второму механизму воспламенения (рис. 5). Расчетное значение $t_{\text{воспл}}$ частиц в динамических условиях оказалось значительно меньше, чем в статических. Частицы алюминия с $d_s \leq 100 \text{ мкм}$ загораются в УВ с числами $M > 3,2 \div 3,7$ (в зависимости от размера частиц).

Таким образом, в данной работе предложена математическая модель процесса воспламенения частиц металла в потоке газа. Получены количественные и качественные оценки влияния начальных параметров аэрозвеси и кинетических констант процесса воспламенения на картину протекания этого явления. Выявлены области изменения начальных параметров, определяющие тот или иной механизм воспламенения.

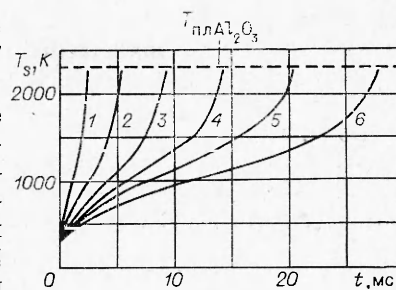


Рис. 5. Температура частиц алюминия различных размеров за ударной волной, $p_0 = 1 \text{ атм}$, $M_0 = 6$.

d_s , мкм: 1 — 40, 2 — 60, 3 — 80, 4 — 100, 5 — 120, 6 — 140.

Поступила в редакцию 21/IX 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин. Воспламенение частиц металла в высокотемпературном потоке за ударной волной. Препринт № 33. ИТПМ СО АН СССР, 1981.
2. Н. Н. Семенов. Цепные реакции. М.: Госхимиздат, 1934.
3. А. Г. Мержанов. РТК, 1975, 13, 2, 106.
4. A. Mellor, J. Glassman. Heterogeneous Combustion. N. Y.: Academic Press, 1964.
5. J. W. Fox, J. A. Velde, J. A. Nicholls.— In: Proc. 1976 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Stanford, Calif., 1976.
6. Н. Н. Яненко, Р. И. Солоухин и др. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980.
7. C. W. Gear. Comm. ACM, 1974, 14, 176.
8. Ю. А. Корсунов, А. П. Тишин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, 2.
9. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1968, 4, 3.

УДК 566.468+532.5

РАСЧЕТ НИЖНЕГО КОНЦЕНТРАЦИОННОГО ПРЕДЕЛА САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ И СЛОЯ ПОРОШКА МЕТАЛЛА

В. И. Розенбанд, Е. В. Черненко

(Черноголовка)

При изучении вопросов пожаро- и взрывоопасности порошков металлов в инженерной практике техники безопасности широко распространены такие характеристики, как максимальное давление взрыва, средняя и максимальная скорость нарастания давления, нижний концентрационный предел взрываемости, температура самовоспламенения и т. д. [1]. В работе [2] для случая самовоспламенения газовзвесей металлов получены аналитические формулы для расчета первых трех из этих характеристик. В данной работе предложена приближенная схема расчета нижнего концентрационного предела самовоспламенения газовзвесей и слоя порошка металла. При этом расчет температуры самовоспламенения неразрывно связан с расчетом нижнего концентрационного предела. Нужно отметить, что, как и для обычной теории теплового взрыва и горе-

пия гомогенных систем [3], для металлов возможно существование двух различных концентрационных пределов, а именно: нижнего концентрационного предела самовоспламенения и нижнего концентрационного предела распространения пламени по газозвеси или слою порошка металла.

В термически безградиентной постановке система уравнений, описывающая самовоспламенение некоторой монодисперсной совокупности частиц металла в газе, имеет вид [4]

$$c_g \rho_g \cdot dT_g/dt = N \sigma \alpha_1 (T_s - T_g) - \alpha_2 S/V \cdot (T_g - T_c), \quad (1)$$

$$cm_0 \cdot dT_s/dt = Q \sigma \rho_{ок} \cdot d\delta/dt - \sigma \alpha_1 (T_s - T_g), \quad (2)$$

$$d\delta/dt = K_0 C_0 \exp(-E/RT_s) \cdot \delta^{-n}, \quad (3)$$

$$t = 0, \delta = \delta_0, T_s = T_{s0}, T_g = T_{g0}.$$

(В такой постановке на стадии воспламенения пренебрегается изменением начального размера частиц и выгоранием окислителя, а также теплотой возможных фазовых переходов по сравнению с теплотой химической реакции окисления.) Здесь T_g и T_s — температура газа и частиц соответственно; T_c — температура стенки сосуда; N — число частиц в единице объема; α_1 — коэффициент теплоотдачи между газом и частицами; α_2 — коэффициент внешней теплоотдачи в стенки сосуда; S , V — внешняя поверхность и объем сосуда, занимаемого совокупностью частиц; $\sigma = 4\pi r_0^2$ — поверхность частицы металла; m_0 — начальная масса частицы металла, предполагающаяся неизменной в процессе воспламенения; ρ_m , ρ_g , $\rho_{ок}$ — плотность металла, газа и образующегося в ходе реакции окисла соответственно; Q — тепловой эффект реакции на единицу массы образующегося окисла; c_g , c — теплоемкость газа и металла; δ — толщина окисной пленки; C_0 — концентрация окислителя у поверхности частиц в предположении отсутствия внешнедиффузионных или фильтрационных затруднений; K_0 , E — предэкспонент и энергия активации реакции окисления металла. Параметр n описывает кинетический закон окисления. При $n > 0$ на поверхности частицы образуется сплошной окисный слой, затрудняющий ее дальнейшее окисление. При $n = 0$ слой окисла незащитный и процесс воспламенения формально соответствует хорошо изученному случаю реакции нулевого порядка [3, 5].

При большой концентрации частиц N , соответствующей насыщенной газозвеси или слою порошка металла, можно считать, что температура газа и частиц успевает выравниваться, и процесс воспламенения описывается «однотемпературной» моделью с теплопроводом через внешние стенки. Малые N соответствуют разреженной газозвеси, воспламенение которой описывается «двухтемпературной» моделью, предельным случаем которой ($N \rightarrow 0$) является воспламенение одиночной частицы в среде бесконечного окислителя. В данной работе будут рассмотрены критические условия самовоспламенения двух предельных совокупностей частиц: насыщенной газозвеси или слоя порошка металла и разреженной газозвеси металла.

Насыщенная газозвесь или слой порошка металла. Описание самовоспламенения такой совокупности частиц металла формально совпадает с рассмотренным в работах [6—8] для случая различных кинетических законов окисления описанием воспламенения одиночной частицы. В этих работах на основе численного счета изучались закономерности воспламенения металлов и, в частности, критические условия воспламенения. В данной работе предлагается метод приближенного расчета критического условия воспламенения, основанный на анализе зависимости степени окисления частиц от времени. При переходе к безразмерным переменным система уравнений (1)—(3) для насыщенной газозвеси или

слоя порошка металла принимает вид

$$d\Theta/d\tau = e^{\Theta/(1+\beta\Theta)}/z^n - \Theta/\kappa, \quad (4)$$

$$dz/d\tau = \gamma e^{\Theta/(1+\beta\Theta)}/z^n, \quad (5)$$

$$\tau = 0, z = 1, \Theta = 0.$$

Здесь $z = \delta/\delta_n$;

$$\Theta = E(T_s - T_c)/RT_c^2; \quad \tau = tN\sigma Q\rho_{ок}EK_0C_0 \exp(-E/RT_c)/\delta_n^n RT_c^2 \times \\ \times (cm_0N + c_g\rho_g a); \quad \kappa = VN\sigma Q\rho_{ок}EK_0C_0 \exp(-E/RT_c)/\alpha_2 S\delta_n^n RT_c^2;$$

$$\gamma = RT_c^2(cm_0N + c_g\rho_g a)/\delta_n N\sigma Q\rho_{ок}E;$$

$\beta = RT_c/E$; a — доля единичного объема, занятого газовой фазой ($a = 1 - 4\pi r_0^3 N/3$). В данной постановке для упрощения рассматривается случай равенства начальных температур газовой смеси и стенки сосуда. Однако, как следует из экспериментальных и теоретических данных [6, 9], влияние начальной температуры частиц на критические условия воспламенения невелико. Как показано в работе [6], в отличие от обычного теплового взрыва [3] реальные значения $\gamma \gg 1$, что и является основным фактором, способствующим данному подходу. Суть его проиллюстрируем на примере наиболее характерного для окисления металлов параболического закона ($n = 1$). Рассмотрим вид кривой $z(\tau)$, для чего возьмем вторую производную от этой функции, положив $\beta = 0$:

$$\frac{d^2z}{d\tau^2} = \frac{\gamma e^{\Theta}}{z^2} \left[c^{\Theta} - \frac{\Theta z}{\kappa} - \frac{\gamma e^{\Theta}}{z} \right].$$

При $\tau = 0$ $d^2z/d\tau^2 = \gamma(1 - \gamma)$ и, так как $\gamma \gg 1$, то $d^2z/d\tau^2 < 0$. При интенсивном, самоускоряющемся протекании реакции окисления, характерном для случая воспламенения, $d^2z/d\tau^2 < 0$, т. е. на кривой $z(\tau)$ должна существовать точка перегиба. Наличие этой точки будет далее рассматриваться как необходимое условие воспламенения частиц. Смысл такого подхода заключается, следовательно, в том, что при определении критических условий воспламенения рассматривается не кривая $\Theta(\tau)$, как обычно, а кривая $z(\tau)$. Однако, как видно из (4), (5), с ростом κ на кривой $z(\tau)$, не зависящей явно от теплоотдачи, раньше появится точка перегиба, свидетельствующая о переходе к самоускоряющемуся характеру процесса, чем на кривой $\Theta(\tau)$ (рис. 1), и полученные при таком рассмотрении критические условия будут соответствовать более высоким значениям α_2 , давая тем самым верхнюю границу режима воспламенения.

На рис. 2 на фазовой плоскости (Θ, z) показано взаимное положение интегральных кривых $\Theta(z)$ (штриховые линии) и кривых $\Theta(z)$, определя-

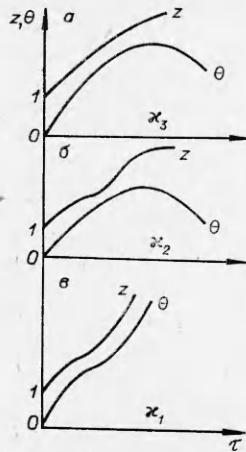


Рис. 1. Вид кривых $\Theta(\tau)$, $z(\tau)$ при различных значениях κ : $\kappa_3 < \kappa_2 < \kappa_1$.

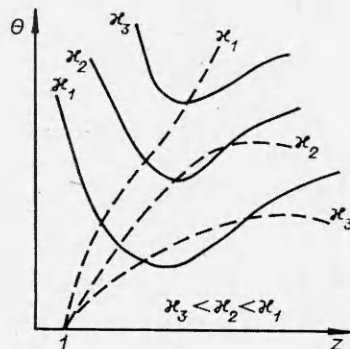


Рис. 2. Взаимное положение интегральных кривых $\Theta(z)$ и нулевых изоклин уравнения (5).

ющихся из условия равенства нулю второй производной $z(\tau)$, характеризующих различное возможное протекание процесса окисления частиц металла при степенном законе окисления. При малых значениях κ интегральная кривая не пересекает кривую изоклин, и в этом случае отсутствует взрывное протекание процесса. С ростом κ интегральная кривая может пересекать соответствующую изоклину, и на кривой $z(\tau)$ появляется одна или две точки перегиба, свидетельствующие о взрывном характере процесса окисления и воспламенении частицы.

В дальнейшем в качестве приближенного критического условия воспламенения частицы будет рассматриваться условие касания интегральной кривой и кривой соответствующей изоклины, имеющее при параболическом законе окисления следующий вид:

$$z_* = \gamma(1 + \Theta_*), \quad \kappa_* e^{\Theta_*} = \gamma(1 + \Theta_*)^2. \quad (6)$$

Эти соотношения не позволяют однозначно определить величину безразмерного коэффициента теплоотдачи κ_* , соответствующего критическому условию воспламенения, а также величину температуры и степени окисления Θ_* , z_* в критических условиях. Поэтому для получения замкнутого решения устанавливается приближенный вид интегральной кривой $\Theta(z)$, определяемой уравнением

$$d\Theta/dz = 1/\gamma - \Theta z^n / \gamma \kappa e^\Theta.$$

Переходя к переменным $u = z/\gamma - \Theta$, $y = z/\gamma$, имеем

$$u = \frac{\gamma}{\kappa} \int_{1/\gamma}^y \frac{y^n (y - u) e^u dy}{e^y}.$$

В качестве нулевого приближения, соответствующего адиабатическому случаю, берется $u^{(0)} = 0$. Тогда первое приближение имеет вид

$$u^{(1)} = \gamma/\kappa \cdot [2 - (y^2 + 2y + 2)e^{-y}].$$

В критических условиях для параболического закона имеет место $u_*^{(1)} = 1$, откуда получается недостающее соотношение, позволяющее замкнуть систему уравнений и однозначно определить κ_* , Θ_* , z_* . При $n = 1$ это соотношение имеет вид

$$e^{z_*/\gamma} = 1 + \frac{z_*}{\gamma} + \frac{(1 + e) z_*^2}{2\gamma^2}. \quad (7)$$

Тогда окончательно из (6), (7) имеем

$$\kappa_* = 1,19\gamma, \quad z_* = 3,06\gamma, \quad \Theta_* = 2,06. \quad (8)$$

Для кубического закона окисления ($n = 2$) легко получить аналогичные соотношения с учетом того, что в этом случае $u_*^{(1)} = 2$:

$$\kappa_* = 3,94\gamma^2, \quad z_* = 6,1\gamma, \quad \Theta_* = 4,1. \quad (9)$$

Из полученных результатов можно сделать ряд выводов. Зависимость κ_* от γ аналогична полученной в [6] при обработке численного счета. Кроме того, появляется возможность оценить величины безразмерной температуры и степени окисления, соответствующие началу развития взрывного процесса, и установить их связь с γ . Как следует из (8), (9), Θ_* не зависит от γ , а величина z_* пропорциональна γ . В таблице приведено сравнение полученных приближенно критических параметров с результатами численного счета, подтверждающее отмеченные выше закономерности. Точность полученных приближенно величин лежит в пределах 20%. В этой же таблице приведены значения критических безразмерных коэффициентов теплоотдачи κ_{0*} , соответствующих переходу к воспламенению, определяемому по срыву температурной кривой $\Theta(\tau)$.

n	γ	φ	θ_{\max}	Расчет по формулам (8)–(11), (17)					Численный счет на ЭВМ				
				Θ_*	z_*	κ_*	z_{0*}	κ_{0*}	Θ_*	z_*	κ_*	z_{0*}	κ_{0*}
1	10	0	—	2,06	30,6	11,9	—	—	1,80	28	13,3	—	13,7
1	100	0	—	2,06	306	119	—	—	1,80	280	130	—	135
1	1000	0	—	2,06	3060	1 193	—	—	1,82	2840	1 300	—	1 350
2	100	0	—	4,1	610	39 400	—	—	3,7	570	48 000	—	49 700
1	10	0	0,69	—	—	—	14	4,8	—	—	—	14	5,0
1	10	0	2,51	—	—	—	52	9,8	—	—	—	65	13,6
1	100	0	0,75	—	—	—	149	53	—	—	—	140	50
1	100	0	2,71	—	—	—	585	98	—	—	—	738	133
1	1000	0	2,10	—	—	—	3540	910	—	—	—	4560	121
1	1000	0	2,82	—	—	—	6000	1 020	—	—	—	7820	1 330
2	100	0	1,87	—	—	—	281	22 700	—	—	—	294	25 000
2	100	0	2,66	—	—	—	386	27 800	—	—	—	445	36 500
2	100	0	4,04	—	—	—	608	34 200	—	—	—	790	45 400
1	100	0,02	—	2,13	321	116	—	—	1,85	295	126	—	—
1	100	0,04	—	2,24	345	113	—	—	1,94	310	122	—	—
1	100	0,06	—	2,46	386	106	—	—	2,17	338	117	—	—

Как видно, эти значения достаточно близки к κ_* , определяемым по появлению точки перегиба на кривой $z(\tau)$. Связь этих величин проиллюстрирована на рис. 3, на котором для $n = 1, \gamma = 100$ построена зависимость от κ полученных из численного счета величин Θ и z , соответствующих точкам перегиба на кривой $z(\tau)$. При этом κ_* соответствует исчезновению точек перегиба на кривой $z(\tau)$, а κ_{0*} — исчезновению второй точки перегиба на кривой $z(\tau)$.

Приведенные выше результаты получены для случая самовоспламенения насыщенной газозвеси или слоя порошка металла в условиях, когда окисная пленка остается сплошной в течение всего процесса воспламенения. Однако возможно воспламенение частиц металлов по другому механизму, связанному с нарушением или резким ухудшением при некоторых условиях защитных свойств окисной пленки, приводящему к немедленному последующему воспламенению частиц. Причиной нарушения этих свойств может быть достижение температуры фазового перехода окисла (например, плавления или полиморфного превращения). В этом случае критическому условию воспламенения будет соответствовать то значение κ_{0*} , при котором максимум температуры, достигаемый в докритической области, равен соответствующей температуре фазового перехода окисной пленки Θ_{\max} (рис. 4, а). Тогда, определяя критический безразмерный коэффициент теплоотдачи κ_{0*} и критическую степень окисления z_{0*} из условия равенства Θ_{\max} максимального значе-

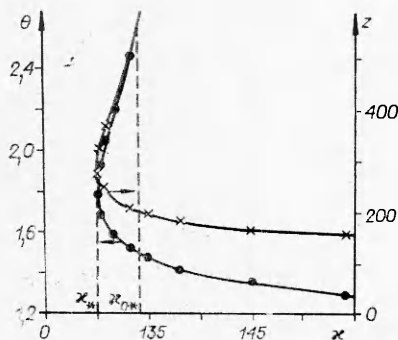


Рис. 3. Зависимость от κ значений Θ и z , соответствующих точкам перегиба кривой $z(\tau)$.

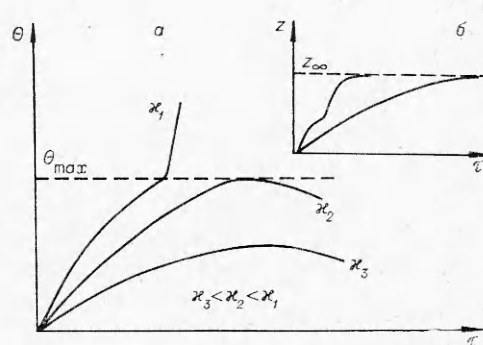


Рис. 4. Вид зависимостей $\Theta(\tau)$ при механизме воспламенения, связанном с нарушением защитных свойств окисной пленки (а), и кривых $z(\tau)$ с учетом выгорания окислителя (б).

ния первого приближения интегральной кривой $\Theta(z)$, получим при $n = 1$

$$z_{0*} = \gamma b, \\ \Theta_{\max} e^b = b e^b - \frac{2\gamma}{\kappa_{0*}} e^b + \frac{\gamma}{\kappa_{0*}} [2 + 2b + b^2], \quad (10)$$

где $b = \kappa_{0*} e^{\Theta_{\max}} / \gamma \Theta_{\max}$, а при $n = 2$

$$z_{0*}^2 = b \gamma^2, \\ e^{\sqrt{b}} \Theta_{\max} = \sqrt{b} e^{\sqrt{b}} - \frac{\gamma^2}{\kappa_{0*}} e^{\sqrt{b}} + \frac{\gamma^2}{\kappa_{0*}} [6 + 3b + 6\sqrt{b} + \sqrt{b^3}], \quad (11)$$

где $b = \kappa_{0*} e^{\Theta_{\max}} / \Theta_{\max} \gamma^2$.

В таблице приведено сравнение полученных по формулам (10), (11) приближенных значений κ_{0*} , z_{0*} с данными численного счета при различных Θ_{\max} . Как показывают расчеты, максимальная ошибка в этом случае лежит в пределах 30%.

С учетом (8), (9) для нижнего концентрационного предела самовоспламенения насыщенной газозвеси или слоя порошка металла $B_* = m_0 N_*$ можно получить трансцендентные выражения: при $n = 1$

$$B_* \approx \frac{0,36RT_{c*}^2 r_0^2 \rho_m}{QE\rho_{ок}} \sqrt{\frac{\alpha_{2*} S}{VK_0 C_0 \exp(-E/RT_{c*})} (B_* c + c_g \rho_g a)}; \quad (12)$$

при $n = 2$

$$B_* = \frac{0,53RT_{c*}^2 r_0^2 \rho_m}{QE\rho_{ок}} \sqrt[3]{\frac{\alpha_{2*} S}{VK_0 C_0 \exp(-E/RT_{c*})} (B_* c + c_g \rho_g a)^2}. \quad (13)$$

Если же B задано, то из (12), (13) легко определить критический коэффициент теплоотдачи α_{2*} или критическую температуру самовоспламенения T_{c*} для данной совокупности частиц порошка металла.

Так как в случае слоя металлического порошка $c_g \rho_g a \ll B_* c$, то из (12), (13) можно получить выражение для B_* в явном виде. Для параболического закона окисления $B_* \sim r_0^2$, а для кубического $B_* \sim r_0^3$. При этом если ввести такие характеризующие слой порошка параметры, как насыпная плотность $\rho = \rho_m(1 - \Pi)$, где Π — пористость, и удельную поверхность порошка S_z (м²/г), то можно получить значения нижнего концентрационного предела самовоспламенения и для реально имеющего место несферического полидисперсного порошка металла. В этом случае нижний концентрационный предел соответствует той минимальной критической насыпной плотности ρ_* , при которой уже возможно самовоспламенение слоя (естественно, в предположении избытка окислителя в порах). Действительно, в этом случае баланс тепла для слоя порошка принимает вид

$$c\rho V \cdot dT/dt = QS_z \rho V \rho_{ок} \cdot d\delta/dt - \alpha_2 S(T - T_c)$$

и при переходе к безразмерным переменным

$$\kappa = \frac{V\rho EQS_z \rho_{ок} K_0 C_0 \exp(-E/RT_c)}{\alpha_2 S \delta_n^2 RT_c^2}, \quad \gamma = \frac{cRT_c^2}{\delta_n QS_z \rho_{ок} E}.$$

Уравнения (8), (9) устанавливают связь этих параметров для определения ρ_* . Например, при параболическом законе окисления

$$\rho_* = \frac{1,19 cR^2 T_{c*}^4 \alpha_{2*} S}{VQ^2 S_z^2 \rho_{ок}^2 E^2 K_0 C_0 \exp(-E/RT_{c*})}.$$

Учет выгорания окислителя. Как уже отмечалось, приведенные выше для самовоспламенения насыщенной газозвеси или слоя порошка

металла результаты получены в предположении избытка газообразного окислителя. Однако в ряде производств порошковой металлургии для снижения пожароопасности некоторые технологические операции (сушку, дробление, рассев и т. д.) стремятся проводить в атмосфере, обедненной кислородом. При оценке возможности самовоспламенения порошка металла в такой обедненной окислителем атмосфере необходимо учитывать зависимость скорости реакции от уменьшающейся концентрации окислителя. Кроме того, представляет интерес оценка минимального взрывобезопасного содержания кислорода C_{O*} , параметра, широко распространенного в инженерной практике техники безопасности [1]. Рассмотрение этого вопроса проведем для случая монодисперсной совокупности частиц металла, окисляющихся по параболическому закону. В этом случае уравнение (3) принимает вид

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{K_0 e^{-E/RT}}{\delta} \left[C_0 - \frac{N\sigma\rho_{OK}\delta\nu_0\mu_0}{\nu_{OK}\mu_{OK}} \right],$$

где C_0 — начальная массовая концентрация окислителя; μ_0 , μ_{OK} — молекулярные массы окислителя и окисла; ν_0 , ν_{OK} — стехиометрические коэффициенты окислителя и окисла в реакции окисления металла. Второй член в скобках описывает количество газообразного окислителя в единице объема, пошедшего на образование слоя окисла толщиной δ . При переходе к использованным ранее безразмерным переменным система (4), (5) принимает вид

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = \frac{e^{\Theta/(1+\beta\Theta)}(1-dz)}{z} - \frac{\Theta}{\kappa},$$

$$\frac{dz}{d\tau} = \gamma \frac{e^{\Theta/(1+\beta\Theta)}(1-dz)}{z},$$

где $d = N\sigma\rho_{OK}\nu_0\mu_0\delta_0/\nu_{OK}\mu_{OK}C_0$; $\gamma = \frac{RT_c^2(cm_0N + c_0\rho_0g^a)}{\delta_0Q\sigma N\rho_{OK}E}$; $\kappa = VE\rho_{OK}Q\sigma NC_0K_0 \times$

$\times \exp(-E/RT_c) \alpha_2 S \delta_H R T_c^2$. Здесь d — отношение количества окислителя, пошедшего на образование начальной окисной пленки частиц металла в единице объема, к имеющемуся в этом объеме количеству газа окислителя. Решая эти уравнения так же, как систему (4), (5), получим следующие соотношения для связи κ_* , Θ_* , z_* :

$$\gamma\Theta_*(1-2dz_*) = (z_* - dz_*^2 - \gamma),$$

$$z_*^2 = \gamma\kappa_*(1-2dz_*)e^{\Theta_*}, \quad (14)$$

$$\frac{\kappa_*(\gamma - dz_*^2)}{2\gamma^2(1-2dz_*)(1+3d\gamma)} = 1 - e^{-z_*/\gamma} \left[1 + \frac{z_*}{\gamma} + \frac{z_*^2}{\gamma^2} + \frac{dz_*^3}{2\gamma^2(1+3d\gamma)} \right].$$

Полученные из (14) результаты достаточно хорошо совпадают с данными численного счета. Так, например, при $\gamma = 100$ для $d = 0,5 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-3} в счете получены $\kappa_* = 158$ и 204 , а приближенный расчет дает $\kappa_* = 147$ и 190 соответственно.

Для оценки C_{O*} можно рассмотреть теплоизолированную совокупность частиц, имея в виду, что полученная при этом величина будет соответствовать нижней границе возможных значений. В предельном случае при нехватке окислителя воспламенение не произойдет и в теплоизолированной системе ($\kappa \rightarrow \infty$). Тогда, $z = 1 + \gamma\Theta$ и $dz/d\tau = \gamma(1-dz)e^{z/\gamma}/ze^{1/\tau}$, откуда ясно, что предельная безразмерная степень окисления, связанная с полным выгоранием окислителя $z_{\infty} = 1/d$. Причем к величине z_{∞} кривая $z(\tau)$ может подходить либо монотонно, либо с промежуточным срывом (рис. 4, б), для которого характерно наличие на кривой двух точек перегиба. Этим точкам соответствует условие $z_* - dz_*^2 - \gamma = 0$, откуда $z_{*1,2} = (1 \pm \sqrt{1-4d\gamma})/2d$. При $d_* \geq 1/4\gamma$ взрывное развитие процесса

исключено и минимальное взрывобезопасное содержание кислорода определяется из условия $d_* = 1/4\gamma$

$$C_{0*} = \frac{4\gamma_0\mu_0RT_c^2(cNm_0 + c_g\rho_g a)}{\nu_{ок}\mu_{ок}QE}$$

При самовоспламенении слоя полидисперсного порошка металла в обедненной окислителем среде, вводя, как это сделано выше, параметры S_z , ρ , нетрудно получить величину

$$C_{0*} = \frac{4\rho V\mu_0\nu_0cRT_c^2}{\nu_{ок}\mu_{ок}QE f(V)},$$

где $C_0 = \rho_0\lambda$; $f(V) = V_1 + \text{ВП}$, если концентрация окислителя берется на единицу объема газовой фазы и $C_0 = \rho_0\lambda(V_1 + \text{ВП})/(V_1 + V)$; $f(V) = V_1 + V$, если берется усредненная по всему объему концентрация окислителя. Здесь ρ_0 , λ — плотность окислителя и доля его в единице объема газовой фазы; V — объем слоя порошка; П — пористость слоя; V_1 — свободный внешний объем газовой фазы.

Разреженная газовзвесь. Второй предельный случай — разреженная газовзвесь металла, воспламенение которой описывается «двухтемпературной» моделью. При этом можно считать, что для разреженной газовзвеси, как правило, соответствующей диапазону обычных нижних концентрационных пределов воспламенения [1], определяющей является внутренняя теплоотдача между частицами и газом, а не внешняя теплоотдача от газа в стенки сосуда. Поэтому в дальнейшем будет рассматриваться теплоизолированная газовзвесь, описываемая системой (1)–(3) с $\alpha_2 = 0$. В этом случае легко установить связь T_g и T_s :

$$c_g\rho_g(T_g - T_0) = NQ\sigma\rho_{ок}\delta_n(z - 1) - Ncm_0(T_s - T_0), \quad (15)$$

где T_0 — начальная температура газовзвеси. Подставляя (15) в (1)–(3) и переходя к безразмерным переменным, получим для параболического закона окисления

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta_s}{d\tau} &= \frac{e^{\Theta_s/(1+\beta\Theta_s)}}{z} - \frac{\Theta_s}{\kappa} + \frac{\varphi(z-1)}{\gamma\kappa}, \\ \frac{dz}{d\tau} &= \gamma \frac{e^{\Theta_s/(1+\beta\Theta_s)}}{z}, \\ \tau = 0, \quad \Theta_s = 0, \quad z = 1, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\Theta_s = E(T_s - T_0)/RT_0^2$ — безразмерная температура частиц; $\kappa = c_g\rho_g Q\rho_{ок}K_0C_0 \exp(-E/RT_0)E/\alpha_1(c_g\rho_g + Ncm_0)\delta_nRT_0^2$; $\gamma = cm_0RT_0^2/Q\sigma\rho_{ок}\delta_nE$; $\varphi = Ncm_0/(c_g\rho_g + Ncm_0)$. Последний член в правой части первого уравнения свидетельствует о том, что в отличие от воспламенения одиночной частицы в бесконечной газовой среде [6] в этом случае имеет место прогрев окружающей частицы газа, способствующий их воспламенению. При этом параметр φ , представляющий отношение теплоемкости конденсированной фазы в единице объема взвеси к ее суммарной теплоемкости, определяет величину «коллективного» эффекта при воспламенении взвеси.

Не приводя промежуточных выкладок, можно показать, что решение системы уравнений (16) описанным выше методом приводит к системе трех алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \Theta_{s*} &= \frac{z_*}{\gamma} - \frac{1}{1} + \frac{2\varphi(z_* - 1)}{(1 + \varphi)\gamma} - \frac{\varphi(z_* - 1)^2}{\gamma^2(1 + \varphi)}, \\ \kappa_*\gamma e^{\Theta_{s*}}(z_* - \gamma) &= z_*^2[\gamma(1 + \varphi)\Theta_{s*} - \varphi(z_* - 1)], \\ \kappa_*(z_* - 1 - \Theta_{s*}\gamma) &= \gamma\left\{2\gamma - e^{-(z_* - 1)/\gamma}\left[2\gamma + 2(z_* - 1) + \frac{(z_* - 1)^2}{\gamma}\right]\right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Схема решения этой системы проста. При известных γ и φ по заданному z_* находится Θ_{s*} , а затем κ_* . Подставляя их в третье уравнение, смотрят, выполняется ли равенство. Если нет, берут новое z_* и т. д. В таблице для $\gamma = 100$ и различных значений φ сравниваются величины Θ_* , z_* , κ_* , полученные численным счетом и из решения (17). Видно, что приближенный расчет дает достаточно хорошую точность. Надо отметить, что $\varphi \approx 0,1$ соответствует достаточно концентрированной газовзвеси ($\sim 250 \text{ г/м}^3$).

Таким образом, предложенный метод приближенного расчета позволяет для случая самовоспламенения газовзвесей и слоев порошка металла достаточно хорошо оценивать значения таких распространенных в инженерной практике техники безопасности характеристик, как нижний концентрационный предел самовоспламенения, температура самовоспламенения и минимальное взрывобезопасное содержание кислорода. Необходимо отметить, что расчет всех этих характеристик требует знания эффективных кинетических параметров реакции окисления металла, методы определения которых приведены в работах [10, 11].

Поступила в редакцию 31/III 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Предупреждение внезапных воспламенений порошков и взрывов газодисперсных систем. Сборник. Киев: Наукова думка, 1975.
2. В. И. Розенбанд, Е. В. Черненко. ФГВ, 1980, 16, 6.
3. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и массопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
4. Э. П. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1969, 5, 1.
5. В. И. Шевцов, В. П. Фурсов и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черногоровка, 1980.
6. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
7. А. П. Алдушин, В. П. Блошенко, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1973, 9, 4.
8. Ю. М. Григорьев, А. А. Саркисян. ФГВ, 1979, 15, 4.
9. В. И. Розенбанд, В. А. Чичев, Л. Ф. Афанасьева. ФГВ, 1976, 12, 1.
10. А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 1.
11. В. А. Грива, В. И. Розенбанд. ЖФХ, 54, 10, 1980.

УДК 536.46

ГАШЕНИЕ ПЛАМЕНИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ГАЗЕ

В. С. Бабкин, А. М. Бадалян, А. В. Борисенко, В. В. Замащиков
(Новосибирск)

Гипотезы о возможном влиянии свободной конвекции на пределы распространения газовых пламен высказывались в [1, 2], однако только в последние годы получены достаточно убедительные теоретические и экспериментальные результаты, подтверждающие справедливость этих гипотез. В [3—7] показано, что конвекция может не только оказывать влияние, но и быть главным, доминирующим фактором в механизме гашения пламени. Настоящая работа предпринята с целью наглядной демонстрации конвективного предела.

Согласно [5], конвективный предел распространения пламени следует ожидать при повышенных давлениях и перегрузках. В связи с этим в настоящей работе гашение пламени изучалось во вращающемся газе, заключенном в закрытом цилиндрическом сосуде диаметром 22,3 и высотой 2,5 см. Сосуд раскручивался до заданной скорости вращения ω , после чего смесь зажигалась в центре сосуда электрической искрой. Распространение пламени регистрировалось через стеклянное основание сосуда методом непрерывной развертки. Использовались смеси метана с воздухом при начальных давлениях 0,1; 0,15 и 0,2 МПа.