

на воздухе для  $Mg + BaO_2$  значительно меньше, чем для порошка  $Mg$  и смесей  $Mg$  со стабильными окислами металлов. Отсюда можно сделать вывод, что инициатором воспламенения  $Mg + BaO_2$  на воздухе является окислительно-восстановительная реакция. Процесс воспламенения протекает бурно, с разбрасыванием образца.

**Смесь  $Mg$  с доокисляющимся окислом.** Исследован  $FeO$  методом ДТА. Заметный экзотермический эффект, обусловленный реакцией окисления  $FeO$  на воздухе, начинает проявляться при  $T \approx 430^\circ C$ . В экспериментах с 23,1 %  $Mg + FeO$  на воздухе обнаружено, что заметное тепловыделение в результате реакций, протекающих в этой системе, происходит уже при  $380^\circ C$ , а максимум тепловыделения приходится на  $T = 615^\circ C$  (см. рис. 4). В атмосфере аргона максимум тепловыделения находится при  $590^\circ C$ , т. е. при температуре начала интенсивного испарения  $Mg$  (см. рис. 2).

Значение  $T_{кр}$  смеси  $Mg + FeO$  на воздухе значительно ниже, чем в аргоне (см. таблицу). Следовательно, первичное окисление  $FeO$  в кислороде воздуха приводит к разогревам образца до температуры, при которой возможно активное окисление  $Mg$  и протекание окислительно-восстановительной реакции.

В результате проведенных исследований можно сделать вывод, что в смесях  $Mg$  с окислами металлов, термодинамическая прочность которых меньше прочности  $MgO$ , окислы не являются инертными разбавителями  $Mg$ , а принимают активное участие в воспламенении. Если вплоть до  $T_{кр}$  состава  $Mg + MgO$  образец  $Me_xO_y$  сохраняет дисперсную структуру, то  $T_{кр}$  смеси  $Mg + Me_xO_y$  всегда ниже, чем у  $Mg + MgO$  (при том же процентном содержании  $Mg$ ). В противном случае возможен и обратный эффект (пример:  $Mg + V_2O_5$ ,  $Mg + CrO_3$ ). Наличие защитного характера окисления  $Mg$  на различных стадиях может приводить в некоторых случаях к ухудшению воспламеняемости смесей  $Mg + Me_xO_y$  в атмосфере воздуха по сравнению с воспламеняемостью в аргоне.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Грива В. А., Розенбанд В. И. ФГВ, 1978, 14, 2, 115.
2. Физико-химические свойства окислов: Справочник/Под ред. Г. В. Самсопова.— М.: Металлургия, 1969.
3. Свойства неорганических соединений: Справочник/А. И. Ефимов, Л. П. Белорукова, И. В. Васильева, В. П. Чечев.— Л.: Химия, 1983.
4. Окисление металлов/Под ред. Ж. Бенара.— М.: Металлургия, 1969.— Т. II.
5. Takeno T., Luasa S. Comb. Sci. Techn., 1980, 21, 3, 109.
6. Вольнов И. И. Перекисные соединения щелочных металлов.— М.: Наука, 1983.

*Поступила в редакцию 9/XI 1987,  
после доработки — 25/II 1988*

УДК 536.46

### ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА, ЭКРАНИРОВАННОГО ПОЛУПРОЗРАЧНОЙ ТЕПЛОПРОВОДЯЩЕЙ ПЛАСТИНОЙ

*И. Г. Дик, А. Г. Князева  
(Томск)*

Тепловое воздействие на легковоспламеняющиеся вещества возможно и в том случае, когда между источником теплового импульса и конденсированным веществом имеется экран, в роли которого может выступать стенка сосуда. Интенсивность теплового воздействия на экранированное вещество будет смягчаться из-за тепловой инерции экрана, что приводит к затягиванию индукционного периода зажигания. Следовательно, условия пожаробезопасности хранения и эксплуатации химиче-

ски реагирующих веществ должны оцениваться с учетом теплофизических и оптических (в случае радиационного источника) характеристик экрана.

Отдельные расчеты влияния металлической пластины, экранирующей конденсированное вещество от внешнего теплового потока, на характер зажигания приведены в [1]. Ниже рассматривается более общая постановка, в которой экранирующая пластина полупрозрачна и может иметь как высокую, так и низкую теплопроводность.

Пусть конденсированное вещество отделено от внешней среды пластиной толщиной  $l$ , теплоемкостью  $c_1$ , теплопроводностью  $\lambda_1$ , плотностью материала  $\rho_1$  и коэффициентом прозрачности  $\sigma$ . Во внешней среде имеется источник радиационного потока  $q_0$ , направленного на поверхность пластины. По другой поверхности пластины идеально контактирует с веществом, свойства которого ( $c_2, \rho_2, \lambda_2$ ) заданы. Вещество способно к самоускоряющейся экзотермической реакции, параметры которой — предэкспоненциальный множитель  $Qz$  и энергия активации  $E_2$  — считаются известными. Они могут быть определены, например, из решения обратной задачи [1] при  $l=0$ .

Тепловая динамика системы описывается уравнением для поля температур в пластине

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \sigma q_0 \exp(-\sigma(x+l)), \quad t \geq 0, \quad x \in [-l, 0] \quad (1)$$

и конденсированном веществе

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + Qz \exp\left(-\frac{E_2}{RT_2}\right), \quad t \geq 0, \quad x > 0. \quad (2)$$

В (2) не учтено выгорание вещества, которое в течение индукционного периода мало [1], тепловой контакт между реагентом и экраном считается идеальным и неизменным весь рассматриваемый период времени.

На внешней стороне пластины предположим выполнение условия адиабатичности

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=-l} = 0,$$

а условие идеальности теплового контакта экрана с конденсированным веществом запишется так:

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=0} - \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=0} = q_0 \exp(-\sigma l).$$

Начальное условие  $T_1(x, 0) = T_2(x, 0) = T_n$  и при  $x \rightarrow \infty$  ( $T(\infty, \tau) = T_n$ ) завершают математическую постановку задачи. Требуется определить время зажигания, т. е. период, в течение которого температура поверхности реагента за счет ускорения химического тепловыделения резко возрастает.

Введением переменных  $\Theta_i = (T_i - T_n) E_2 / RT_*^2$ ,  $\xi = x/x_*$ ,  $\tau = t/t_{**}$

Относительные теплофизические характеристики различных веществ по данным [2, 3]

Вещество	$K_c$	$K_\lambda$	$K_c/K_\lambda$
Хлопчатобумажная ткань	$3,81 \cdot 10^{-2}$	$5,91 \cdot 10^{-2}$	0,645
Фторопласт	0,99	2,36	0,47
Сталь	1,89	$2,1 \cdot 10^2$	$0,9 \cdot 10^{-2}$
Резина	$1,66 \cdot 10^{-4}$	6,07	$2,37 \cdot 10^{-5}$
Алюминий	3,43	$3,63 \cdot 10^3$	$0,495 \cdot 10^{-3}$

масштабов  $t_* = RT_*^2 c_2 (E_2 Qz)^{-1} \exp\left(\frac{E_2}{RT_*}\right)$ ,  $x_* = \sqrt{\lambda_2 t_* / (c_2 \rho_2)}$  и параметров  $Q_0 = q_0 E_2 x_* (\lambda_2 RT_*^2)^{-1}$ ,  $\Theta_H = (T_H - T_*) E_2 / RT_*^2$ ,  $\beta = RT_* / E_2$ ,  $L = l / x_*$ ,  $g = \sigma x_*$ ,  $K_c = c_1 \rho_1 / c_2 \rho_2$ ,  $K_\lambda = \lambda_1 / \lambda_2$  сведем задачу к безразмерному виду

$$\frac{K_c}{K_\lambda} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial \xi^2} + \frac{g Q_0}{K_\lambda} \exp[-g(\xi + L)], \quad -L < \xi < 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial \xi^2} \exp[\Theta_2 / (1 + \beta \Theta_2)], \quad \xi > 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta_1(-L, \tau)}{\partial \xi} = 0, \quad (5)$$

$$K_\lambda \frac{\partial \Theta_1(0, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \Theta_2(0, \tau)}{\partial \xi} + Q_0 \exp(-gL), \quad (6)$$

$$\Theta_1(0, \tau) = \Theta_2(0, \tau), \quad \frac{\partial \Theta_2(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0, \quad \Theta_1(\xi, 0) = \Theta_2(\xi, 0) = \Theta_H. \quad (7)$$

Выбор масштабной температуры  $T_*$  в задаче играет определенную роль для точности численного счета и приближенного анализа.  $T_*$  вычисляется как корень трансцендентного уравнения

$$T_* - T_H = \frac{2}{\pi} q_0^2 \left[ \lambda_2 \rho_2 Qz \exp\left(-\frac{E_2}{RT_*}\right) \right]^{-1}, \quad (8)$$

полученного из решения задачи о зажигании потоком при  $l=0$  [1].

Для построения приближенных формул воспользуемся наличием в задаче малых параметров  $\beta$ ,  $\Theta_H^{-1}$ ,  $K_c/K_\lambda$ . Малость последнего для некоторых материалов пластины иллюстрирует таблица, при построении которой считалось  $c_2 \rho_2 = 2,32$  Дж/(К·см),  $\lambda_2 = 5,6 \cdot 10^{-4}$  Дж/(см·с·К). Вследствие того, что  $|\Theta_H| \gg 1$ , в течение всего индукционного периода можно пренебречь тепловыделением химической реакции и рассматривать процесс инертного прогрева системы. Для расчета характеристик зажигания нет необходимости в поиске всего температурного поля. Адиабатический метод [1] требует лишь знания динамики температуры поверхности поджигаемого конденсированного вещества  $\Theta_s = \Theta_2(0, \tau)$ . Кроме того, точное аналитическое решение сопряженной задачи теплопроводности для нашей цели непригодно ввиду своей сложности. Эти обстоятельства и определили метод решения.

Температуру пластины  $\Theta_1$  ищем методом последовательных уточнений, для чего представим искомое решение в виде ряда по степеням  $K_c/K_\lambda$ :

$$\Theta_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{K_c}{K_\lambda} \right)^n u_n. \quad (9)$$

Подстановка (9) в (3) дает

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{K_c}{K_\lambda} \right)^{n+1} \frac{\partial u_n}{\partial \tau} = \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{K_c}{K_\lambda} \right)^n \frac{\partial^2 u_n}{\partial \xi^2} + \frac{g Q_0}{K_\lambda} \exp[-g(\xi + L)].$$

Отсюда, приравнявая множители при одинаковых степенях  $K_c/K_\lambda$ , получим

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial \xi^2} + \frac{g Q_0}{K_\lambda} \exp[-g(\xi + L)] = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial u_n}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 u_{n+1}}{\partial \xi^2}, \quad n > 0. \quad (11)$$

Подстановка (9) в (5) дает

$$\frac{\partial u_n(-L, \tau)}{\partial \xi} = 0, \quad (12)$$

а в (6), (7) и (8) —

$$K_\lambda \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{K_c}{K_\lambda} \right)^n \frac{\partial u_n(0, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \Theta_2(0, \tau)}{\partial \xi^2} + Q_0 \exp(-gL), \quad (13)$$

$$u_0(0, \tau) = \Theta_s(\tau), \quad (14)$$

$$u_0(0, 0) = \Theta_s(0) = \Theta_n, \quad u_n(0, 0) = 0, \quad n > 0. \quad (15)$$

Решение (10) с условиями (12), (13) есть

$$u_0 = \Theta_s + \frac{Q_0}{gK_\lambda} \{ \exp(-gL) - \xi g - \exp[-g(\xi + L)] \}, \quad (16)$$

и с учетом (11), (12), (15) для  $u_1$  будем иметь задачу

$$\frac{\partial^3 u_1}{\partial \xi^3} = \frac{d\Theta_s}{d\tau}, \quad \frac{du_1(-L, \tau)}{d\xi} = 0, \quad u_1(0, \tau) = 0,$$

имеющую решение

$$u_1 = \frac{d\Theta_s}{d\tau} \left( \frac{\xi^2}{2} + \xi L \right). \quad (17)$$

Таким образом, с точностью до  $(K_c/K_\lambda)^2$  найдено температурное поле в пластине.

Для определения  $\Theta_2(\xi, \tau)$  имеем уравнение (4) без источника и условие при  $\xi = 0$ , составленное с учетом (13), (16), (17):

$$\Theta_2(0, \tau) = \Theta_s, \quad \frac{d\Theta_2(0, \tau)}{d\xi} = -Q_0 - LK_c \frac{d\Theta_s}{d\tau}. \quad (18)$$

Видно, что в данном приближении из задачи выпали параметры  $\bar{K}_\lambda$  и  $g$ . Для нахождения  $\Theta_s$  применим метод коллокаций [4]. Представив искомый профиль

$$\Theta_2 = \Theta_n + (\Theta_s - \Theta_n)[1 - \xi/\delta(\tau)]^m$$

и выбрав точкой коллокации  $\xi = 0$ , из (4) и (18) получим обыкновенные дифференциальные уравнения

$$\frac{d\Theta_s}{d\tau} - (\Theta_s - \Theta_n) \frac{m(m-1)}{\delta^2}, \quad - \frac{(\Theta_s - \Theta_n)m}{\delta} = -Q_0 - LK_c \frac{d\Theta_s}{d\tau}. \quad (19)$$

Для нахождения  $\delta$  составим из (19) уравнение

$$LK_c \frac{m(m-1)}{\delta^2} (\Theta_s - \Theta_n) + \frac{m}{\delta} (\Theta_s - \Theta_n) = Q_0.$$

Точное выражение для  $\delta(\Theta_s)$  неудобно для дальнейшего использования, поэтому применим итерации:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta_{n+1}} &= \frac{Q_0}{m(\Theta_s - \Theta_n)} \left[ 1 - LK_c \frac{m(m-1)}{\delta_n^2 Q_0} (\Theta_s - \Theta_n) \right] \approx \\ &\approx \frac{Q_0}{m(\Theta_s - \Theta_n)} \left[ 1 + LK_c \frac{m(m-1)}{\delta_n^2 Q_0} (\Theta_s - \Theta_n) \right]^{-1}, \end{aligned}$$

что в первом приближении по параметру  $LK_c$  дает

$$\frac{1}{\delta} = \frac{Q_0}{m(\Theta_s - \Theta_n)} \left[ 1 + \frac{LK_c(m-1)}{m} \frac{Q_0}{(\Theta_s - \Theta_n)} \right]^{-1}.$$

Следовательно, для температуры  $\Theta_s$  имеем

$$\frac{d\Theta_s}{d\tau} = \frac{\Theta_s^2(m-1)}{m(\Theta_s - \Theta_n)} \left[ 1 + \frac{K_c L Q_0}{(\Theta_s - \Theta_n)} \frac{(m-1)}{m} \right]^{-2}. \quad (20)$$

Интегрируя (20) с учетом только членов первого порядка по  $LK_c$ , на-

ходим

$$\frac{(\Theta_s - \Theta_n)^2}{2} + (\Theta_s - \Theta_n) \frac{2LK_c \Theta_0 (m-1)}{m} = \frac{m-1}{m} Q_0^2 \tau. \quad (21)$$

Вновь считая  $LK_c$  малым параметром, находим из (21) выражение

$$\Theta_s - \Theta_n = Q_0 \sqrt{\frac{2(m-1)}{m}} \tau \left( 1 + LK_c \sqrt{\frac{2(m-1)}{m\tau}} \right)^{-1}. \quad (22)$$

В соответствии с адиабатическим методом продифференцируем равенство (22) по времени с учетом только членов  $\sim LK_c$  и приравняем темпы роста температуры за счет внешнего источника и химического тепловыделения, тогда

$$e^{\Theta_s} = Q_0 \sqrt{\frac{m-1}{2m\tau_i}}. \quad (23)$$

Выберем в качестве масштаба такую температуру  $T_*^{(0)}$ , чтобы она при  $L=0$  являлась температурой подключения химических реакций ( $\Theta_s^{(0)} = 0$ ); из (23) получим

$$\sqrt{\tau_i^{(0)}} = \sqrt{\frac{m-1}{2m}} Q_0. \quad (24)$$

Исключая время  $\tau_i^{(0)}$  из выражений (24), (22) при  $LK_c = 0$ , найдем в размерных переменных

$$T_*^{(0)} - T_n = \frac{m-1}{m} \frac{q_n^2}{\lambda_2 t_2} (Qz)^{-1} \exp(E_2/RT_*^{(0)}).$$

Полученное выражение для масштаба температуры  $T_*^{(0)}$  с точностью до константы совпадает с формулой (8).

Если зажигание осуществляется через преграду, то для фиксированного  $Q_0$  с учетом (23), (24)

$$\frac{\tau_i}{\tau_i^{(0)}} = \exp(-2\Theta_s). \quad (25)$$

Для нахождения  $\Theta_s$  в рамках адиабатического метода приравняем правую часть (20) и выражение  $\exp(\Theta_s)$ . Поскольку величина  $\Theta_s/\Theta_n$  мала, то

$$\Theta_s \approx -4LK_c \sqrt{\frac{(m-1)}{m|\Theta_n|}}. \quad (26)$$

В размерных переменных из (25), (26) имеем

$$\frac{t_i}{t_i^{(0)}} = \exp\left( \sqrt{\frac{2(m-1)}{m|\Theta_n|}} \frac{K_c l}{\sqrt{\kappa_2 t_*^{(0)}}} \right).$$

Используя вытекающую из (24) и выбранных масштабов температуры и времени связь  $t_i^{(0)} = |\Theta_n| t_*^{(0)}/2$ , получим

$$\frac{t_i}{t_i^{(0)}} = \exp\left( \sqrt{\frac{2(m-1)}{m}} \frac{K_c l}{\sqrt{\kappa_2 t_i^{(0)}}} \right). \quad (27)$$

Формула (27) отражает влияние экрана, и прежде всего его толщины  $l$ , на время зажигания, а также соотношения теплофизических характеристик. Влияние теплового потока сказывается через период индукции  $t_i^{(0)}$  при  $l=0$ .

Основной параметр, определяющий влияние экрана,— отношение толщины преграды к толщине теплового пограничного слоя, образующегося в течение индукционного периода зажигания незранированного

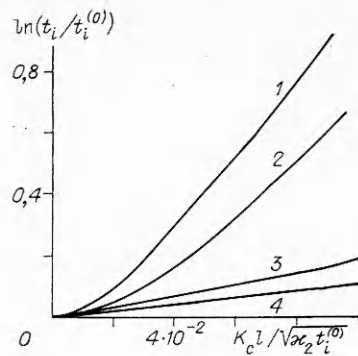


Рис. 1. Зависимость  $\ln(t_i/t_i^{(0)})$  от параметра  $K_c l / \sqrt{\kappa_2 t_i^{(0)}}$  при  $\sigma = 50 \text{ см}^{-1}$ .

1— $l=0,054 \text{ см}$ ,  $K_c=3,81 \cdot 10^{-2}$ ,  $K_\lambda=5,91 \cdot 10^{-2}$ ;  
 2— $l=0,027 \text{ см}$ ,  $K_c=5,72 \cdot 10^{-2}$ ,  $K_\lambda=5,91 \cdot 10^{-2}$ ;  
 3— $l=0,027 \text{ см}$ ,  $K_c=7,6 \cdot 10^{-2}$ ,  $K_\lambda=0,591$ ;  
 4— по (27).

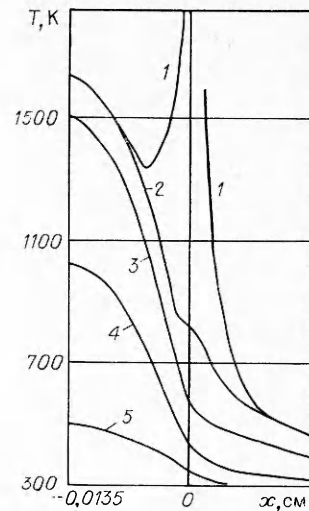


Рис. 2. Нестационарные профили температур в процессе зажигания;  $q_0 = 83,2 \text{ Вт/см}^2$ ,  $\sigma = 50 \text{ см}^{-1}$ ,  $l = 0,0135 \text{ см}$ ,  $K_\lambda = 5,91 \cdot 10^{-2}$ ,  $K_c = 3,81 \cdot 10^{-2}$ .  
 $t$ , с: 1— $7,72 \cdot 10^{-2}$ , 2— $7,69 \cdot 10^{-2}$ , 3— $4,42 \cdot 10^{-2}$ , 4— $1,28 \cdot 10^{-2}$ , 5— $2,35 \cdot 10^{-3}$ .

конденсированного вещества. Этот параметр в (27) входит в виде произведения с  $K_c$  и сказывается через изменение температуры подключения химических реакций. Для расчетов на ЭВМ взяты следующие параметры:  $E_2 = 1,72 \cdot 10^5 \text{ Дж/моль}$ ,  $Q_z = 0,72 \cdot 10^{19} \text{ Дж/(г} \cdot \text{с)}$ . Теплофизические и оптические характеристики преграды и величина радиационного потока  $q_0$  варьировались.

При численном анализе задачи за  $t_i$  принималось время, по достижении которого

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right|_{\xi=0} > 10^2. \quad (28)$$

Исследования показали, что полученный результат не чувствителен с точностью не хуже долей процента к конкретному значению правой части неравенства (28), большему  $10^2$ . Определенное таким образом время зажигания несколько больше времени подключения химических реакций, которое находится адиабатическим методом (27). Разница времен имеет порядок периода адиабатической индукции  $i_+$ , вычисленного при температуре, соответствующей точке перегиба на кривой  $T(0, t)$ . Типично, что  $t_i \gg t_*$  [1].

Некоторые результаты расчетов, иллюстрирующие степень достоверности (27), приведены на рис. 1. Здесь же нанесена теоретическая зависимость (кривая 4), построенная по (27). Видно, что при выполнении условия  $K_c/K_\lambda \ll 1$  и  $l/\sqrt{\kappa_2 t_i^{(0)}} \ll 1$  значения  $\ln(t_i/t_i^{(0)})$ , полученные на ЭВМ (например, кривая 3), приближаются к тем, что дает приближенная формула. При нарушении одного из условий возможны достаточно сильные отклонения. Например, кривые 1 и 2 существенно отличаются от теоретической зависимости: для кривой 1  $K_c/K_\lambda \approx 0,645$ , для 2 —  $K_c/K_\lambda \approx 0,968$ . Видно, что (27), вероятно, является нижней границей значений  $t_i/t_i^{(0)}$ .

Применимость (27) для быстрых оценок влияния экрана на характеристики зажигания в рамках введенных ограничений вполне удовлетворительна.

Динамику зажигания можно видеть на рис. 2. Обращают на себя внимание значительная разница температур на поверхностях пластины

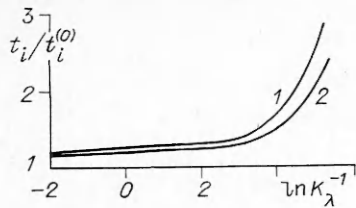


Рис. 3. Влияние  $K_\lambda$  на время зажигания при  $q_0 = 119,2$  (1) и  $52,14$  Вт/см<sup>2</sup> (2).  $l = 0,0135$  см,  $\sigma = 50$  см<sup>-1</sup>,  $K_c = 3,81 \cdot 10^{-2}$ .

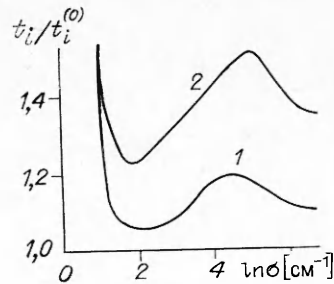


Рис. 4. Влияние прозрачности экрана на  $t_i/t_i^{(0)}$  при  $l = 0,027$  (1) и  $0,0135$  см (2);  $q_0 = 52,14$  Вт/см<sup>2</sup>,  $K_c = 3,81 \cdot 10^{-2}$ ,  $K_\lambda = 5,91 \cdot 10^{-2}$ .

и немонотонный профиль температур в момент зажигания. Отмеченные особенности тем отчетливее, чем меньше  $K_c$  и  $K_\lambda$  и чем больше  $q_0$ ,  $\sigma$ ,  $l$ . Очевидно, это связано с тепловой инерционностью пластины. При больших значениях параметров  $K_\lambda$  и  $K_c$  ( $K_c \ll K_\lambda$ ) температуры на внешней границе преграды и на ее контакте с активным веществом отличаются слабо и распределение в преграде можно не рассматривать.

Анализ (27) показывает, что влияние параметра  $K_\lambda$  проявляется только при  $K_\lambda \ll 1$ . Из рис. 3, где представлены соответствующие расчеты на ЭВМ, видно, что действительно в широкой области по  $K_\lambda$  время зажигания неизменно. Влияние  $K_\lambda$  существенно там, где нарушается неравенство  $K_c \ll K_\lambda$ . Заметим, что влияние  $K_\lambda$  тем значительнее для  $t_i$  при малых  $K_\lambda$ , чем менее прозрачна пластина, поскольку для непрозрачного экрана теплопроводность — единственный механизм передачи тепла реагенту. При высоких потоках  $q_0$  увеличение  $t_i/t_i^{(0)}$  с уменьшением  $K_\lambda$  более существенно (см. рис. 3, 1).

В (27) не вошел параметр  $\sigma$  — прозрачность экрана. Своеобразное влияние этого параметра показано на рис. 4. Прозрачная пластина ( $\ln \sigma \leq 2$ ) не нагревается от радиационного потока. Она отсасывает тепло с поверхности конденсированного вещества по теплопроводностному механизму, затягивая тем самым индукционный период. Об этом говорит факт, наблюдавшийся в ходе расчетов, что температура пластины при малых  $\sigma$  и в ходе индукционного периода немонотонна и чем меньше  $\sigma$ , тем ближе максимум температуры в начальной стадии процесса к границе раздела экран — реагент. С ростом  $\sigma$  доля потока, задерживаемая пластиной на собственный разогрев, растет, балластирующая роль ее падает и время зажигания уменьшается.

Но при достаточно большой доле поглощения в пластине радиационный поток в конденсированное вещество (все еще будучи выше кондуктивного потока из пластины) падает с ростом  $\sigma$ , что ведет к затягиванию индукционного периода. Наконец, при больших  $\sigma$  ( $\ln \sigma \geq 6$ ) почти весь поток поглощается на внешней поверхности пластины. Образуются сильные градиенты температуры, и, поскольку радиационная часть теплового потока на вещество становится все менее существенной по сравнению с кондуктивным потоком, рост  $\sigma$  ведет к уменьшению  $t_i$ . Заметим, что отношение максимального значения  $t_i$  к  $t_i$  при  $\sigma = \infty$  для рассчитанных вариантов составляет  $\sim 1,1$ — $1,2$ . Увеличение толщины преграды приводит к смещению максимума и минимума в сторону меньших  $\sigma$ . При этом отношение  $t_i/t_i^{(0)}$  возрастает.

Отметим, наконец, что экранирующая пластина при достаточно большой своей теплоемкости может служить источником зажигания, продолжая прогревать реагент и тогда, когда внешний источник перестал действовать. Такие постановки задачи с импульсным источником — за рамками настоящей работы.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Виллюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
2. Техническая энциклопедия: Справочник физических, химических и технологических величин.— М., 1927.— 1931.
3. Краткая химическая энциклопедия.— М.: Советская энциклопедия, 1961—1965.
4. Коздoba Л. А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности.— М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 20/VII 1987,  
после доработки — 13/I 1988

УДК 536.46 : 536.33

## ОЧАГОВОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНОГО ГАЗА

К. В. Добрего, С. А. Жданок  
(Минск)

Задача об очаговом воспламенении — одна из важнейших в теории теплового взрыва. Ее важность обусловлена широким кругом рассматриваемых процессов: тепловой взрыв, инициированный лазерным пробоем, электрической дугой, возгоранием инородных включений ВВ, воспламенение очагов, образовавшихся в результате аварий, и т. д. Данному вопросу посвящено большое количество работ [1—5 и др.]. Однако в известных авторам публикациях не рассматривался радиационный теплообмен, хотя во многих случаях он требует особого анализа. Например, в смеси NO с воздухом при концентрации  $[NO] \sim 10\%$  и атмосферном давлении мощность радиационных тепловых потерь (без учета перепоглощения) сопоставима с мощностью химического тепловыделения при  $T \approx 1600 \div 1900$  К. Упомянутый недостаток имеет объективные причины: во-первых, в большинстве экспериментальных и теоретических работ исследовались твердотельные ВВ, для которых радиационный теплообмен играет существенно меньшую роль, чем для газообразных; во-вторых, описание теплообмена излучением в реальных газах сложно.

В данной работе поставлена задача выяснить влияние лучистых тепловых потерь очага на критический параметр  $\sigma_{кр}$  и время индукции  $\tau_v$  теплового взрыва, получить соответствующие формулы и количественные соотношения для наиболее простого случая — воспламенения оптически тонкого очага.

**Постановка задачи.** Пренебрегая диффузией и выгоранием реагента, процесс очагового воспламенения опишем с помощью уравнения теплового баланса

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (\lambda \nabla T) + Qz \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) - \text{div } \vec{I}, \quad (1)$$

где  $z$  — предэкспонент константы скорости реакции;  $E$  и  $Q$  — ее энергия активации и тепловой эффект;  $\lambda$ ,  $c_p$ ,  $\rho$  — коэффициент теплопроводности, теплоемкость, плотность газа;  $\vec{I}$  — поток лучистой энергии.

Необходимо определить критические размеры сферического очага с начальной температурой  $T_0$ , находящегося в массе газа с температурой  $T_n$ . Начальные и граничные условия запишутся следующим образом:

$$T(r, 0) = \begin{cases} T_0, & 0 < r < R_0, \\ T_n, & r > R_0, \end{cases} \quad (2)$$

$$\frac{\partial T(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial T(\infty, t)}{\partial r} = 0. \quad (3)$$

Построение адекватной модели лучистого теплообмена в неоднородной среде в общем случае наталкивается на значительные трудности.