

---

---

## ФИЗИКА ГОРЕНИЯ

---

---

УДК 536.46: 662.612

*В. В. Калинин, А. С. Черненко,  
С. Г. Орловская, Н. Н. Копыт*

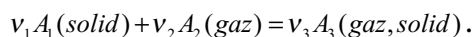
*Одесский национальный университет, 65000, Одесса, ул. Дворянская, 2*

### **Аналитическое определение двух пределов гетерогенного воспламенения частиц углерода и металлов**

В безразмерных переменных, предложенных Франк-Каменецким, рассмотрено протекание в кинетической области одной химической реакции с образованием газообразных и твердых продуктов реакции на поверхности сферической частицы. Найдены приближенные критические значения двух безразмерных коэффициентов теплообмена, которые характеризуют предельный переход с низкотемпературного на высокотемпературный режим окисления и объяснена причина их появления.

Определение критических условий тепломассообмена и кинетики химических реакций частиц с газами актуально не только в различных областях науки, в частности в экологии, ракетостроении, но и при получении новых веществ, их транспортировке и хранении, пожаровзрывобезопасности. Ранее Франк-Каменецким были найдены аналитические выражения для безразмерных критических значений коэффициентов теплообмена  $\alpha_*$  и температуры без учета теплопотерь излучением:  $\alpha_{*i} = e$  и  $\theta_i = 1$  [1]. В работе [2] показано, что теплопотери излучением к холодным стенкам реакционной установки приводят к новым качественным зависимостям критических параметров, характеризующих воспламенение частиц углерода и металлов, от коэффициента теплообмена, который изменяется в частности при изменении диаметра частицы или относительной скорости движения газовой среды. Определенных значениям температуры окружающей среды возможно существование предельных значений коэффициента теплообмена  $\alpha_*$  и концентрации активного компонента (окислителя), ниже которых невозможно самовоспламенение частицы [2,3]. Для металлов характерно то, что для критической толщины оксидной пленки, меньшей определенного максимального значения, существуют два значения диаметра частицы  $d_{i1}$  и  $d_{i2}$  ( $d_{i2} > d_{i1}$ ) [4,5]. Целью данной работы является аналитическое определение двух кри-

тических значений  $\theta_i$  и  $\alpha_{*,i}$ , характеризующие самовоспламенение частицы, на поверхности которой протекает экзотермическая химическая реакция



Для решения поставленных задач, используем следующую модель физических процессов, протекающих на поверхности сферической частицы. Частица находится в газе с температурой  $T_g$ , ограниченном стенками с температурой  $T_w$ . Для определенности используем воздух. Теплообмен частицы с окружающей средой происходит молекулярно-конвективным и радиационным путями.

Для случая  $Bi \ll 1$  изменение температуры частицы с течением времени описывается уравнением:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \tilde{q}_{eff}, \quad \theta(\tau = 0) = \theta_b, \quad (1)$$

$$\text{где } \tilde{q}_{eff} = \exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right) \left( (1 + Se)^{-1} - \alpha_* f_\lambda \theta - \varepsilon_* \left( (1 + \gamma_g \theta)^4 - \gamma_{wg}^4 \right) \right)$$

$$\theta = \frac{T - T_g}{RT_g^2} E, \quad \gamma_g = \frac{T_g R}{E}, \quad \gamma_{wg} = \frac{T_w}{T_g}, \quad \tau = t \frac{6QC_a \rho_{gs} k_0 \exp(-E/RT_g)}{d (RT_g^2/E) c \rho},$$

$$\alpha_* = \frac{\alpha \cdot h^m}{QC_a \rho_{gs} k_0 \exp(-E/RT_g)} \frac{RT_g^2}{E}, \quad \varepsilon_* = \frac{\varepsilon \sigma T_g^4 \cdot h^m}{QC_a \rho_{gs} k_0 \exp(-E/RT_g)}, \quad Se = \frac{k \rho_{gs}}{\beta \rho_s}$$

$$k = \frac{k_0}{h^m} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad \alpha = \frac{\lambda_g Nu}{d} = \beta \rho_g c_g, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T + T_g}{2T_0}\right)^n, \quad f_\lambda = \frac{\lambda_{g0} (T_g/T_0)^n}{\lambda_g}$$

$$\rho_{gs} = \rho_{g0} \left(\frac{T_0}{T}\right), \quad \rho_g = \rho_{g0} \left(\frac{2T_0}{T + T_g}\right), \quad c_g = c_{g0} + A(T - T_g),$$

$Bi$  — критерий Био,  $\tilde{q}_{eff}$  — эффективная плотность теплового потока,  $Q$  — тепловой эффект химической реакции, рассчитанный на килограмм окислителя в Дж/кг $O_2$ ,  $k$  — константа скорости химической реакции в м/с,  $k_0$  — передэкспоненциальный множитель в м/с,  $E$  — энергия активации в Дж/моль,  $R$  — универсальная газовая постоянная в Дж/(моль·К), — концентрация окислителя на бесконечности,  $\rho_g$  — плотность газа, кг/м<sup>3</sup>,  $c_g$  — удельная тепло-

емкость газа, Дж/(кг·К),  $\lambda_g$  — коэффициент теплопроводности газа, Вт/(м·К),  $D_g$  — коэффициент диффузии окислителя в газе, м<sup>2</sup>/с,  $\rho$  — плотность частицы, кг/м<sup>3</sup>,  $c$  — удельная теплоемкость частицы, Дж/(кг·К),  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К),  $\beta$  — коэффициент массообмена, м/с,  $\varepsilon$  — коэффициент черноты частицы,  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана, Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>),  $d$  — диаметр частицы, м,  $h$  — толщина оксидной пленки, м,  $T_g$  — температура газа, К,  $T_w$  — температура стенок, К,  $T_0$  — температура, при которой рассчитаны  $\lambda_{g0}$ ,  $\rho_{g0}$ ,  $c_{g0}$ , К,  $t$  — время, с,  $Se$  — критерий Семенова,  $Nu$  — критерий Нуссельта, который является функцией относительной скорости движения частицы,  $m = 0$  — окисление углеродной частицы или линейный закон окисления, или  $m = 1$  — параболический закон окисления металлической частицы.

Безразмерные величины  $\alpha_*$  и  $\varepsilon_*$  определяют относительную роль процессов переноса тепла конвекцией и излучением по отношению к химическому тепловыделению. Величина  $\gamma_g$  играет роль относительной температуры окружающей среды.

При изучении критических режимов воспламенения изменением диаметра частицы и толщины оксидной пленки можно пренебречь [2,6]. Критические параметры, характеризующие воспламенение частиц углерода и металлов, определяются системой:

$$\begin{cases} \tilde{q}_{eff} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \tau} \geq 0, \text{ или} \end{cases} \begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = 0 \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} \geq 0. \end{cases} \quad (2)$$

Второе условие системы (2) эквивалентно условию потери стационарности

$$\frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \theta} \geq 0. \quad (3)$$

Изменение  $\alpha_*$ , в результате изменения диаметра частицы, скорости движения, температуры окружающей среды, приводит к изменению стационарной температуры частицы. Для сохранения условия стационарности необходимо, чтобы выполнялось равенство:

$$\frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \theta} \partial \theta + \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \alpha_*} \partial \alpha_* = 0 \text{ или } \frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} = - \frac{\partial \tilde{q}_{eff} / \partial \theta}{\partial \tilde{q}_{eff} / \partial \alpha_*}.$$

Используя (3), получим три возможных случая, при которых наблюдается переход частицы из низкотемпературного режима окисления на высокотемпературный:

$$1. \quad \tilde{q}_{eff} = 0, \quad \frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} = 0; \quad (4a)$$

$$2. \quad \tilde{q}_{eff} = 0, \quad \frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} > 0, \quad \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \alpha_*} < 0; \quad (\text{малые диаметры, большие скорости}) \quad (4b)$$

$$3. \quad \tilde{q}_{eff} = 0, \quad \frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} < 0, \quad \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \alpha_*} > 0. \quad (\text{большие диаметры, малые скорости}) \quad (4c)$$

Рассмотрим более подробно эти случаи. Стационарное решение уравнения (1) представляется в виде зависимости безразмерного коэффициента теплообмена от стационарной температуры:

$$\alpha_* = \frac{A}{B \pm \sqrt{B^2 - AC}}, \quad (5)$$

$$\text{где } A = \varepsilon_* \left( (1 + \gamma_g \theta)^4 - \gamma_{wg}^4 \right) \cdot \frac{f_*}{f_\lambda}, \quad C = \frac{\theta}{\exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right)} f_\lambda, \quad f_* = \frac{c_g RT_g^2 / E}{QC_a}$$

$$B = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\varepsilon_* \left( (1 + \gamma_g \theta)^4 - \gamma_{wg}^4 \right)}{\exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right)} - f_* \theta \right], \quad f_\lambda = \frac{\lambda_{g0} (T_g / T_0)^n}{\lambda_g} = \left( 1 + \frac{1}{2} \theta \gamma_g \right)^n.$$

Малым значениям коэффициента теплоотдачи соответствует в (5) знак “+”:

$$\alpha_{*2} = \frac{\varepsilon_* \left( (1 + \gamma_g \theta)^4 - \gamma_{wg}^4 \right) f_*}{B + \sqrt{B^2 - AC} f_\lambda}.$$

И при приближении стационарной температуры частицы к температуре стенки, или  $(1 + \gamma_g \theta) \rightarrow \gamma_{wg}$ , без  $\alpha_*$  стремится к нулю.

Большим коэффициентам теплоотдачи в (5) соответствует знак “-”:

$$\alpha_{*1} = \frac{B + \sqrt{B^2 - AC}}{\theta \cdot f_\lambda} \exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right).$$

И при приближении температуры частицы к температуре газа, или  $\theta \rightarrow 0$ ,  $\alpha_*$  стремится к бесконечности.

На рис.1 приведена зависимость безразмерного коэффициента теплоотдачи от стационарной температуры  $\alpha_*(\theta_{st})$  при условии  $\gamma_{wg} < 1$  (холодные стенки). Экстремумы на этой кривой (точки  $I_1, E_1, I_2, E_2$ ), соответствуют критическим значениям безразмерных коэффициентов теплоотдачи и температур, при которых происходит воспламенение и гашение частицы (формула (4а)).

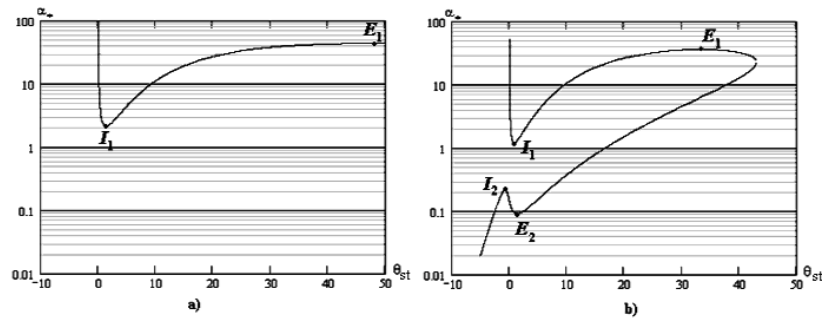


Рис. 1. Зависимость  $\alpha_{*st}(\theta_{st})$  а) без учета и б) с учетом теплопотерями излучением с холодными стенками

Расчёты проведены для углерода, химическое взаимодействие которого с кислородом происходит согласно уравнению  $C + O_2 = CO_2$  и использовались следующие теплофизические и термокинетические константы:  $m = 0$ ;  $E = 140030$  Дж/моль,  $k_0 = 4.5 \cdot 10^4$  м<sup>2</sup>/с,  $Q = 12.344 \cdot 10^6$  Дж/кг $O_2$ ,  $R = 8.31$  Дж/(моль·К),  $T_g = 1500$  К,  $T_w = 300$  К,  $T_0 = 1273$  К,  $\lambda_{g0} = 8.19 \cdot 10^{-2}$  Вт/(м·К),  $\rho_{g0} = 0.227$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_{g0} = 1110$  Дж/(кг·К),  $C_a = 0.23$ ,  $A = 0.125$  Дж/(кг·К<sup>2</sup>),  $\epsilon = 0.78$ ,  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>),  $Nu = 2$  (неподвижная частица),  $n = 0.75$ .

Точка  $I_1$  определяет минимальное значение коэффициента теплоотдачи, выше которого самовоспламенение частицы не происходит. При увеличении начальной температуры частицы выше температуры, соответствующей точке  $I_1$ , это значение может увеличиваться, пока не достигнет значения, соответствующего точке  $E_1$  (кривая  $I_1 E_1$ , формула (4б)). Критические величины  $\alpha_{*I_1}$ ,  $\alpha_{*E_1}$  и зависимость  $\alpha_{*I_1}(\theta_b)$  определяются теплопотерями

теплопроводностью и условием  $\theta_i > 0$ . С увеличением безразмерного коэффициента теплоотдачи теплотери теплопроводностью увеличиваются, и поэтому для перехода на высокотемпературный режим окисления необходимо увеличить начальную температуру частицы.

Частицы, коэффициент теплоотдачи которых меньше граничного значения  $\alpha_{*I_2}$ , определяемое точкой  $I_2$ , не воспламеняются. В области  $\alpha_{*E_2} < \alpha_* < \alpha_{*I_2}$  частицы воспламеняются, если их начальная температура лежит выше кривой, которая соединяющей точки  $I_2$  и  $E_2$  (формула (4с)). Это объясняется тем, что для больших частиц важную роль играют теплотери излучением. Для этой области  $\theta_i < 0$  и при уменьшении коэффициента теплоотдачи уменьшается нагрев за счет теплопроводности с газом, тепловыделение за счет химической реакции на единице поверхности. В тоже время с ними становятся соизмеримыми теплотери за счет излучения. Для выхода на высокотемпературный режим окисления необходимо увеличить теплоприход путем увеличения начальной температуры.

Именно теплотери излучением приводят к появлению дополнительного экстремума на зависимости  $\alpha_*(\theta_{st})$  (Рис 1b). Если их не учитывать гистерезисная петля в области больших диаметров отсутствует. При этом частицы, безразмерный коэффициент теплоотдачи  $\alpha_*$  которых ниже критического  $\alpha_{*I_1}$ , самовоспламеняются при любой начальной температуре (рис 1a).

Случаи (4b) и (4с) соответствуют неустойчивым состояниям: малейшие изменения температуры приводят к быстрому переходу частицы в низкотемпературное либо в высокотемпературное состояние.

На рис.2 представлена зависимость критической безразмерной температуры газа от безразмерного коэффициента теплоотдачи  $\gamma_{gi}(\alpha_{*i})$ . Минимум на этой зависимости определяется условиями:

$$\begin{cases} \tilde{q}_{eff} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \theta} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \alpha_*} = 0 \end{cases} \quad (6)$$

Точка минимума характеризуется условием  $\theta_i = 0$  и определяет минимальную температуру газа, при которой частица переходит на высокотемпературный режим окисления при любой начальной температуре. Слева от

точки минимума характерно нагревание частицы за счет теплопроводности с окружающей средой ( $\theta_i < 0$ ), справа — охлаждение ( $\theta_i > 0$ ). При движении вправо от точки минимума увеличивается коэффициент теплоотдачи, увеличивается охлаждение частицы за счёт теплопроводности с окружающей средой, и поэтому частица самовоспламенится при большей температуре газа. Двигаясь от точки минимума влево уменьшается безразмерный коэффициент теплоотдачи. При этом уменьшается нагревание частицы теплопроводностью с окружающей средой и химическое тепловыделение на единице поверхности частицы. В тоже время теплотери за счет излучения больше теплотприхода и для воспламенения необходимо увеличить температуру газа.

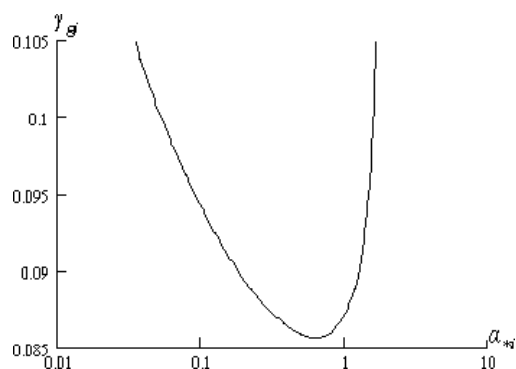


Рис. 2. Зависимость критической безразмерной температуры газа  $Y_g$  от безразмерного коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{*i}$  в полулогарифмической шкале

Ранее было показано, что при воспламенении температура частицы значительно отличается от температуры газа [1]. Поэтому дальнейшие расчеты проводились в предположении, что теплофизические константы определены при температуре газа:  $f_\lambda = 1$ ,  $\rho_g = \rho_{gs} = \rho_{g0} \frac{T_0}{T_g}$  и т.д. При этом также можно считать, что химическая реакция протекает в кинетической области (критерий  $Se \ll 1$ ) [2]. С учётом выше сказанных допущений рассчитаем  $\alpha_*(\theta_{st})$ , используя условие (3) с учетом и без учета теплотерьер излучением (рис. 3а, б).

Для определения критических условий воспламенения частиц используется условие стационарности в виде зависимости  $\alpha_* = f(\theta)$  и условие экстремума на зависимости коэффициента теплоотдачи от стационарной температуры.

ратуры  $\frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} = 0$  (Рис.3а, б). Первое из условий выглядит следующим образом:  $\alpha_* = \frac{1}{\theta} \left( \exp \theta - \varepsilon_* \left[ (1 + \gamma_g \theta)^4 - \gamma_w^4 \right] \right)$ .

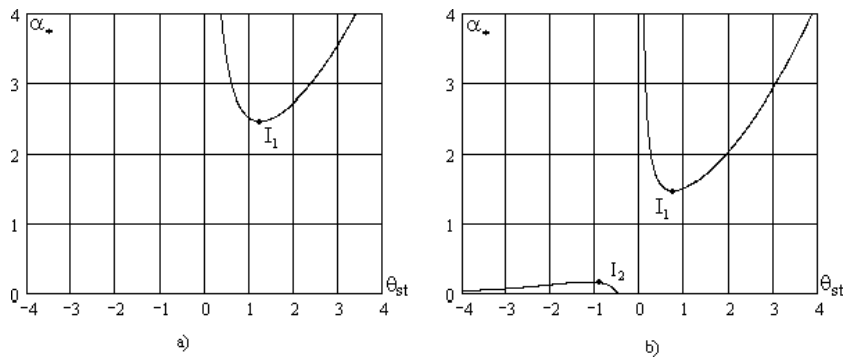


Рис. 3. Зависимость  $\alpha_*(\theta_{st})$  без учета а) и с учетом теплопотерь излучением

Предполагая, что  $\gamma_g \theta \ll 1$  [1] и используя квадратичное разложение экспоненты вблизи нуля:

$$\exp \theta \approx 1 + \theta + \frac{\theta^2}{2} + \dots$$

получаем следующие приближенное выражение для безразмерного коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha_* = \frac{1}{\theta} \left( 1 + \theta + \frac{\theta^2}{2} - 4\gamma_g \varepsilon_* - \varepsilon_* (1 - \gamma_w^4) \right).$$

Приравнивая производную по температуре от коэффициента теплоотдачи  $\frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} = 0$ , получим выражение для критической температуры

$$\theta_i = \pm \sqrt{2(1 - \varepsilon_* (1 - \gamma_w^4))}. \quad (7)$$

Для определения критического коэффициента теплоотдачи используем условие  $\frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \theta} = 0$ , что дает их однозначное определение:

$$\alpha_{*,i} = 1 \pm \sqrt{2(1 - \varepsilon_* (1 - \gamma_{wg}^4)) - 4\varepsilon_* \gamma_g}. \quad (8)$$

В выражениях (7),(8) знак “+” соответствует точке  $I_1$ , “-” —  $I_2$ .

Для более точного определения критических условий воспламенения ча-

стицы представим  $\exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right)$  в виде следующего многочлена

$$\exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right) \approx a + b\theta + c\theta^2 + q\theta^4.$$

Проделав те же действия, можно получить биквадратное уравнение для критической температуры и выражение для критического коэффициента теплоотдачи:

$$\begin{cases} 1 - \varepsilon_* (1 - \gamma_{wg}^4) = c\theta_i^2 + 3q\theta_i^4 - 6\varepsilon_* \gamma_g^2 \theta_i^2 \\ \alpha_{*,i} = b + 2c\theta_i + 4q\theta_i^3 - 4\varepsilon_* \gamma_g - 12\varepsilon_* \gamma_g^2 \theta_i \end{cases}$$

В результате решения биквадратного уравнения получим аналитическое выражение для критической температуры:

$$\theta_i = \pm \sqrt{\frac{-(c - 6\varepsilon_* \gamma_g^2) + \sqrt{(c - 6\varepsilon_* \gamma_g^2)^2 + 12q(1 - \varepsilon_* (1 - \gamma_{wg}^4))}}{6q}}. \quad (9)$$

Для нахождения значений коэффициентов разложения для критической точки  $I_1$  используем совпадение функций в точках  $\theta = 0$ ,  $\theta = 1$ ,  $\theta = 2$ , и их производных в точке  $\theta = 1$  [7]. Это даст следующие значения коэффициентов разложения:

$$\begin{aligned} a &= 1; \quad b = -\frac{9}{4} + \left(2 - \frac{3}{2} \frac{1}{(1 + \gamma_g)^2}\right) \exp\left(\frac{1}{1 + \gamma_g}\right) + \frac{1}{4} \exp\left(\frac{2}{1 + 2\gamma_g}\right); \\ c &= \frac{11}{8} - \left(1 - \frac{7}{4} \frac{1}{(1 + \gamma_g)^2}\right) \exp\left(\frac{1}{1 + \gamma_g}\right) - \frac{3}{8} \exp\left(\frac{2}{1 + 2\gamma_g}\right); \\ q &= -\frac{1}{8} - \frac{1}{4} \frac{1}{(1 + \gamma_g)^2} \exp\left(\frac{1}{1 + \gamma_g}\right) + \frac{1}{8} \exp\left(\frac{2}{1 + 2\gamma_g}\right). \end{aligned}$$

Для точки  $I_2$  используем совпадение функций в точках  $\theta = 0$ ,  $\theta = -1$ ,  $\theta = -2$ , и их производных в точке  $\theta = -1$ . Для нее коэффициенты разложения равны:

$$a = 1; b = \frac{9}{4} - \left( 2 + \frac{3}{2} \frac{1}{(1-\gamma_g)^2} \right) \exp\left(-\frac{1}{1-\gamma_g}\right) - \frac{1}{4} \exp\left(-\frac{2}{1-2\gamma_g}\right);$$

$$c = \frac{11}{8} - \left( 1 + \frac{7}{4} \frac{1}{(1-\gamma_g)^2} \right) \exp\left(-\frac{1}{1-\gamma_g}\right) - \frac{3}{8} \exp\left(-\frac{2}{1-2\gamma_g}\right);$$

$$q = -\frac{1}{8} + \frac{1}{4} \frac{1}{(1-\gamma_g)^2} \exp\left(-\frac{1}{1-\gamma_g}\right) + \frac{1}{8} \exp\left(-\frac{2}{1-2\gamma_g}\right).$$

В таблице приведено сравнение критических значений  $\theta_i$  и  $\alpha_{*i}$ , найденные графически из зависимости  $\alpha_*(\theta)$  (Рис.3) и рассчитанных аналитически по ранее полученным формулам (7)–(9). Значения коэффициента теплоотдачи, полученные по формуле (8) неточны или бессмысленны (при расчетах могут получаться отрицательные диаметры), в отличие от значений, рассчитанных по формуле (9).

Таблица

Критические параметры для углерода ( $T_g = 1500K$ ,  $T_w = 300K$ )

Без учета излучения $\varepsilon = 0$	$I_1$		$I_2$	
	$\theta_i$	$\alpha_{*i}$	$\theta_i$	$\alpha_{*i}$
Формула ( )	1,234	2,464	–	–
Формулы (7), (8)	1,414	2,414	–	–
Формула (9)	1,236	2,463	–	–
С учётом излучения $\varepsilon = 0.78$	$\theta_i$	$\alpha_{*i}$	$\theta_i$	$\alpha_{*i}$
Формула ( )	0,774	1,506	-1,216	0,147
Формулы (7),(8)	0,791	1,546	-0,791	-0,036
Формула (9)	0,763	1,506	-1,214	0,149

На обратных функциях  $\varepsilon_{*,i}(\theta_i)$ ,  $\varepsilon_{*,i}(\alpha_{*,i})$  существует экстремум (Рис.4), который характеризуется критическими параметрами, что отвечают экстремуму на зависимости  $\gamma_{gi}(\alpha_{*,i})$ . Значение безразмерного коэффициента теплоотдачи в точке экстремума обозначим за  $\alpha_{*,i,min}$ . Сплошная линия соответствует знаку “+” в критических условиях и точкам  $I_1$ , пунктирная линия — знаку “-” и точкам  $I_2$ .

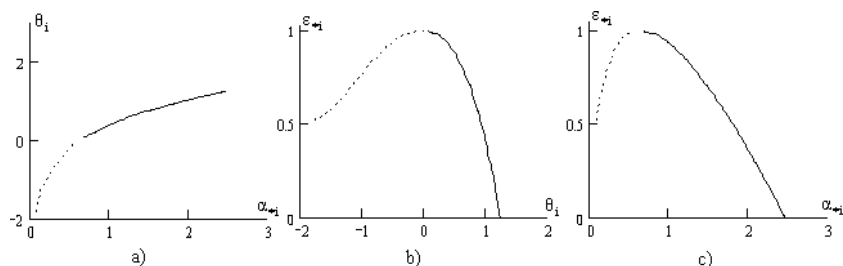


Рис. 4. Зависимости а)  $\theta_i(\alpha_{*i})$ , б)  $\varepsilon_{*i}(\theta_i)$ , в)  $\varepsilon_{*i}(\alpha_{*i})$

Из зависимостей можно сделать ряд выводов:

1) Для  $\alpha_{*i}$  меньших за определенное значение коэффициента теплоотдачи (соответствует условию  $\theta_i = 0$ ) газ в критической точке нагревает частицу так, как при этом  $\theta_i < 0$ ; для  $\alpha_{*i}$ , больших за это значение — газ охлаждает частицу ( $\theta_i > 0$ ). Эта переходная точка определяется следующим образом (используя (6)):

$$\begin{cases} \theta_{i,\min} = 0 \\ \alpha_{*i,\min} = b - \frac{4\gamma_g}{1-\gamma_{wg}^4} \\ \varepsilon_{*i,\min} = \frac{1}{1-\gamma_{wg}^4} \end{cases}$$

Значение величины  $b$  незначительно отличается от 1.

2) Для определённого коэффициента  $\varepsilon_*$  существуют два безразмерного коэффициента теплоотдачи и две критические температуры. Они определяют области диаметров и температур, в которых возникает самовоспламенение частицы.

3) Максимум на зависимости  $\varepsilon_{*i}(\alpha_{*i})$  определяет предельные значения температуры газа и концентрации активного компонента (окислителя), ниже которых невозможно самовоспламенение частицы. Также он определяет критическую толщину оксидной пленки и диаметр частицы.

4) Для малых диаметров, больших скоростей (больших  $\alpha_{*i}$ ) теплопотери теплопроводностью играют преобладающую роль так, как при этом

$\varepsilon_{*i} \rightarrow 0$ . Для больших диаметров, малых скоростей ( $\alpha_{*i} \rightarrow 0$ ) теплотери излучение сравнимы с тепловыделением и именно они определяют критические переходы с низкотемпературного на высокотемпературный режим окисления.

В результате проведенных исследований получены аналитические выражения для двух значений  $\alpha_{*i}$  и  $\theta_i$ , которые определяют критический переход с низкотемпературного на высокотемпературный режим окисления.

### Литература

1. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., 1987.
2. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И., Дубинский А.И. Тепло-массообмен углеродной частицы с воздухом при учете стефановского течения и теплотеря излучением. ТВТ, 1996, Т.34, №1, С.83-91.
3. Калинин В.В., Орловская С.Г., Прудникова Ю.В., Гануи И. Устойчивые и критические режимы тепло-массообмена движущейся углеродной частицы // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34, №1. С.25
4. Калинин В.В., Орловская С.Г., Грызунова Т.В., Копыт Н.Н. Высокотемпературное окисление металлов с учетом теплообмена излучением. // Физика горения и взрыва. 2002. Т.38, №2. С.42-48.
5. Орловская С.Г., Калинин В.В., Грызунова Т.В., Копыт Н.Н. Высокотемпературный тепло-массообмен и кинетика окисления металлической частицы в воздухе. // Химическая физика. 2004. Т.23, №3. С.49-55.
6. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И., Влияние излучения на пределы гетерогенного горения частицы при двух параллельных реакциях на ее поверхности. // ИФЖ, 1996, Т.68 №3, С.466-473.
7. Грей, Харпер. Тепловая теория индукционного периода и задержки зажигания // Вопросы зажигания и стабилизации пламени // Сборник статей. М.: Издательство иностранной литературы. 1963. С. 18-30.

*V. V. Kalinchak, O. S. Chernenko, S. G. Orlovskaya, M. M. Kopyt*  
**Аналітичне визначення двох границь гетерогенного займання  
частинок вуглецю та металів**

**АНОТАЦІЯ**

В безрозмірних змінних, запропонованих Франк-Каменецким, розглянуто протікання в кінетичній області однієї хімічної реакції з утворенням газоподібних або твердих продуктів реакції на поверхні сферичної частинки. Знайдено наближені критичні значення двох безрозмірних коефіцієнтів тепловіддачі, які характеризують граничний перехід з низькотемпературного на високотемпературний режим окислення та пояснена причина їхньої появи.

*Valeriy V. Kalinchak, Alexander S. Chernenko,  
Svetlana G. Orlovskaya, Nikolay N. Kopyt*  
**Analytical definition of two limits of heterogeneous  
ignition carbon and metal particle**

**SUMMARY**

In the dimensionless variables, suggested Franc-Kameneckiy, course of one chemical reaction in kinetic area with formation(education) of gaseous and solid products of reaction to surfaces of a spherical particle is considered. The approached critical values of two dimensionless factors of heat exchange which characterize limiting transition with low on a high-temperature mode of oxidation are found and the reason of their occurrence is explained.