

---

---

## ФІЗИКА ГОРІННЯ

---

---

УДК 536.46

*Калинчак В.В., Черненко А.С., Корчагина М.Н.  
Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова*

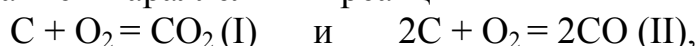
### **Влияние параметров газовой смеси на максимальную температуру и скорость горения углеродной частицы**

*Предложен метод определения максимальной температуры горения углеродной частицы и соответствующего диаметра в зависимости от температуры нагретой газовой смеси и доли кислорода в ней, с использованием максимальной температуры в качестве параметра. Представленный аналитический подход позволяет определить предельную концентрацию кислорода, при которой возможно зажигание углеродной частицы в холодных азотно-кислородных смесях. Показано, что достижение максимальной температуры горения происходит не в диффузионной области протекания реакций, а в переходной. Относительное снижение теплотерь на излучение определяет рост квазистационарной температуры горения при уменьшении размера углеродной частицы.*

**Введение.** Изучение горения угольных частиц в азотно-кислородных смесях остается актуальной задачей [1, 2], что определяется широкой областью их использования. Известно, что температура горения частицы и, следовательно, скорости химических реакций зависят от размера частицы, концентрации окислителя, температуры окружающего газа и давления газа. В процессе горения коксовой частицы с параллельным уменьшением диаметра частицы ее температура медленно возрастает благодаря уменьшению тепловых потерь на излучение с поверхности частицы. Незадолго до самопроизвольного погасания температура частицы достигает своего максимального значения.

**Цель данной работы** – на основе предложенного метода проведение анализа влияния параметров газовой смеси (таких как температура смеси и концентрация кислорода) на максимальную температуру горения углеродной частицы и соответствующий этому моменту диаметр частицы.

Аналитический поиск температуры горения углеродной частицы осложнен не только протеканием параллельных реакций



но и нелинейной зависимостью от температуры таких вкладов, как теплотери излучением и течение Стефана. Поэтому наиболее часто это задача решается экспериментальными исследованиями или численным моделированием [1, 2].

**Физико-математическая модель.** В данной работе за основу взята модель, представленная в работе [3]. Изменение средней по всему объему температуры пористой углеродной частицы определяется тепловыделением  $q_{ch}$  в ре-

зультате протекания химических реакций (I) и (II), теплообменом частицы с газом с учетом течения Стефана  $q_g$  и стенками реакционной установки  $q_w$  на единице внешней поверхности:

$$\frac{c_C \rho_C d}{6} \frac{\partial T}{\partial t} = q_{eff}, \quad T(t=0) = T_b, \quad (1)$$

$$q_{eff} = q_{ch} - q_g - q_w, \quad q_w = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4),$$

$$q_{ch} = (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \left( \frac{100 - A_p}{100} \right) \left( 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) \rho_{gs} Y_{O_2s}, \quad Y_{O_2s} = Y_{O_2\infty} \frac{1}{1 + Se},$$

$$k_1 = k_{01} \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right), \quad k_2 = k_{02} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right), \quad Q_1 > Q_2, \quad E_1 < E_2,$$

$$Se = \frac{k_1 + k_2 + k_v + U_{sk} \rho_{gs}}{\beta \rho_g}, \quad \beta = \frac{D_g Nu}{d}, \quad q_g = \beta \rho_g c_{pg} (T - T_g) + U_s \rho_{gs} c_{pg} T_*,$$

$$T_* = \frac{T + T_g}{2}, \quad U_s = U_{sk} \frac{1}{1 + Se} = \frac{M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \left( \frac{k_v}{k_1 + k_2} + 1 \right) Y_{O_2s},$$

$$c_{pg} = c_{pg0} + \Omega (T_* - T_0), \quad \rho_g = \rho_{g0} \frac{T_0 P}{T_* P_0}, \quad \rho_{gs} = \rho_{g0} \frac{T_0 P}{T P_0}.$$

Здесь  $q_{eff}$  – разность химического тепловыделения и суммарных теплотерь с единицы поверхности частицы, Вт/м<sup>2</sup>;  $Q_1, Q_2$  – тепловые эффекты химических реакций (I) и (II), рассчитанные на единицу массы кислорода, Дж/кгO<sub>2</sub>,  $E_1, E_2$  – энергии активации, Дж/моль;  $A_p$  – зольность или массовая доля золы в угле, в %;  $T, T_g, T_w$  – температуры частицы, окружающего газа и окружающих тел (стенок);  $Y_{O_2s}, Y_{O_2}$  – массовая доля кислорода соответственно на поверхности частицы и в газе;  $\beta$  – коэффициент массопереноса кислорода в газе, м/с;  $c_{pg}, \rho_g, \rho_{gs}$  – удельная теплоемкость и плотность газа внутри приведенной пленки и у поверхности частицы;  $D_g$  – коэффициент диффузии кислорода в газовой смеси;  $Nu$  – число Нуссельта,  $T_g$  – температура окружающего газа, К;  $U_s$  – скорость стефановского течения вблизи поверхности частицы, м/с;  $c_C$  – удельная теплоемкость частицы;  $\varepsilon$  – коэффициент черноты частицы;  $P$  – давление газа;  $Se_v$  – число Семенова, определяющее относительную роль общего химического реагирования к внешнему массопереносу кислорода к поверхности частицы.

Уменьшение со временем диаметра  $d$  за счет поверхностных реакций и плотности  $\rho_C$  пористой частицы за счет реагирования внутри пор описывается дифференциальными уравнениями:

$$\frac{\partial d}{\partial t} = - \left( \frac{100 - A_p}{100} \right)^{-1} \frac{2M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \frac{\rho_{gs}}{\rho_C} Y_{O_2s}, \quad d(t=0) = d_b, \quad (2)$$

$$\frac{1}{6} d \frac{\partial \rho_C}{\partial t} = - \left( \frac{100 - A_p}{100} \right)^{-1} \frac{M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \frac{k_v}{k_1 + k_2} \rho_{gs} Y_{O_2s}, \quad \rho_C(t=0) = \rho_{Cb}, \quad (3)$$

$$k_v = \frac{2D_v}{d} (Se_v c_{th} Se_v - 1), \quad Se_v = \sqrt{\frac{F_v d^2 (k_1 + k_2)}{4D_v}}, \quad \rho_{gs} = \rho_{g0} \frac{T_0 P}{T P_0},$$

$$k_1 = k_{01} \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right), \quad k_2 = k_{02} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right).$$

Здесь  $k_1, k_2$  – константы химических реакций (I) и (II), м/с;  $k_v$  – константа внутреннего реагирования, м/с;  $D_v$  – коэффициент внутренней диффузии кислорода внутри пор, м<sup>2</sup>/с;  $F_v$  – удельная поверхность пор, м<sup>-1</sup>;  $Se_v$  – внутреннее число Семенова, определяющее относительную роль химического реагирования на поверхности пор к массопереносу кислорода во внутрипористом пространстве частицы.

Коэффициент внутренней диффузии кислорода и удельная поверхность пор зависят от пористости частицы  $\chi$ :

$$D_v = \chi^2 D_g, \quad \chi = 1 - \frac{\rho_c}{\rho_{real}}, \quad \frac{F_v}{F_{v0}} = \frac{\chi(1-\chi)}{\chi_b(1-\chi_b)} = \left(\frac{1-\rho_c/\rho_{real}}{1-\rho_c/\rho_{real}}\right) \frac{\rho_c}{\rho_{real}},$$

где  $\rho_{real}$  – плотность сплошного вещества частицы,  $D_g$  – коэффициент диффузии кислорода в газе.

При падении частицы в поле силы тяжести изменение скорости определяется из уравнения движения частицы при действии на нее силы тяжести и силы сопротивления:

$$\frac{dU}{dt} = \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_c}\right) g - 18 \frac{\rho_g}{\rho_c} v_g \frac{U}{d^2} \left(1 + \frac{Re^{2/3}}{6}\right), \quad U(t=0) = U_b, \quad (4)$$

где  $U$  – скорость частицы относительно газовой смеси,  $v_g$  – кинематическая вязкость газа. Здесь использовано общее выражение для силы сопротивления в области чисел Рейнольдса  $Re < 1000$ :

$$F_c = C_D \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_g U^2}{2}, \quad C_D = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{Re^{2/3}}{6}\right), \quad Re = \frac{Ud}{v_g}.$$

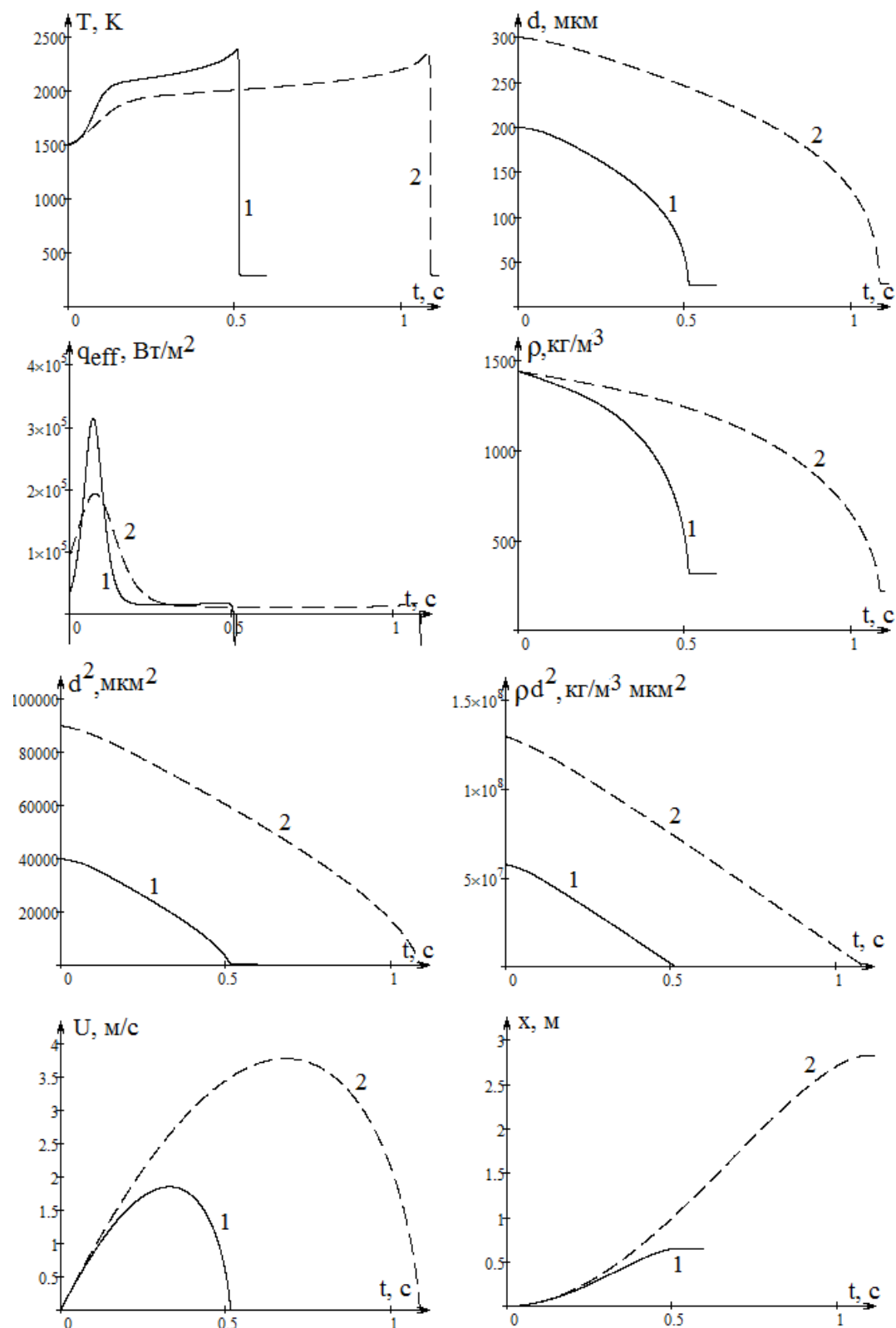
Координата движения определяется через мгновенную скорость частицы:

$$dx/dt = U, \quad x(t=0) = x_b. \quad (5)$$

Влияние скорости движения на тепло- и массообмен учитывается в числе Нуссельта согласно формуле Сокольского:

$$Nu = 2 + 0.16 Re^{2/3}.$$

**Анализ результатов.** На рис. 1 представлены результаты численного расчета системы уравнений (1) – (5) на примере зажигания движущейся углеродной частицы в азотно-кислородной смеси комнатной температуры. Для такого перехода необходимо повысить начальную температуру частицы выше критического значения [3], при условии что концентрация окислителя в газовой среде выше некоторого критического значения. После зажигания частицы в холодной азотно-кислородной смеси, в процессе ее выгорания диаметр, плотность и, следовательно, пористость частицы изменяются.



**Рис. 1** Зажигание и горение частицы антрацита АШ диаметром 1) 200 и 2) 300 мкм в азотно-кислородной смеси ( $Y_{O_2} = 0.5$ ) температуры  $T_g = 293$  К. Температура стенок  $T_w = 293$  К. Начальная удельная поверхность пор  $F_{v0} = 2 \cdot 10^5$  м<sup>-1</sup>, коэффициент внутренней диффузии кислорода  $D_v = \chi^2 D_g$ .

Уменьшение диаметра и плотности частицы в процессе горения приводило к медленному росту квазистационарной температуры горения и достижению максимального значения. Это объясняется тем, что с уменьшением диаметра увеличивается скорость химического тепловыделения за счет увеличения массопереноса кислорода к единице поверхности, при этом, общие теплотери увеличиваются не так быстро.

При определенном размере частицы и достижении максимальной температуры горения эти скорости сравниваются. Ниже мы докажем, что в точке максимума температуры горения

$$\left. \frac{\partial q_{eff}}{\partial \beta} \right|_M = 0 \text{ или } \left. \frac{\partial q_{eff}}{\partial d} \right|_M = 0.$$

Дальнейшее понижение температуры горения с уменьшением диаметра частицы и коэффициента теплоотдачи связано с преобладающим увеличением плотности теплового потока молекулярно- конвективным путем. Во время протекания высокотемпературной стадии величина временной производной температуры близка к нулю.

Величина  $\rho d^2$  в режиме горения продолжает уменьшаться линейно и величина наклона кривых не зависит от начальных размеров частицы. При самопроизвольном погасании диаметр частицы практически не зависит от начального размера [3].

Представляет интерес динамика изменения скорости частицы со временем (рис.1), когда скорость достигает максимального значения и уменьшается практически до нуля. Увеличение скорости движения до точки максимальной скорости связано с достижением равенства силы трения и силы тяжести, а падение – со снижением квазистационарной скорости движения, так как в процессе горения частицы происходит уменьшение ее диаметра и плотности .

Изучение влияния диаметра частицы на температуру горения, определение максимальной температуры горения и соответствующего диаметра основано на анализе условия устойчивости стационарности температуры частицы, которое можно представить в виде системы уравнений [3]:

$$q_{eff} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial d} = - \frac{\partial q_{eff}}{\partial d} / \frac{\partial q_{eff}}{\partial T}, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial d} \right|_M = 0. \quad (6)$$

Точка М соответствует максимальной температуре горения частицы.

Устойчивые стационарные состояния горения частицы характеризуются

$$q_{eff} = 0, \quad \frac{\partial q_{eff}}{\partial T} < 0.$$

Максимальная температура горения частицы, как видно из (6), находится из решения системы уравнений

$$q_{eff} = 0, \quad \frac{\partial q_{eff}}{\partial d} = 0.$$

Получить в аналитическом виде зависимость диаметра пористой частицы от стационарной температуры в общем случае нельзя, так как константа внут-

ренного реагирования  $k_v$  зависит от диаметра частицы. Однако в режиме горения константа  $k_v$  практически не зависит от диаметра:

$$k_v \approx \sqrt{F_v D_v (k_1 + k_2)}.$$

В этом случае из условия стационарности температуры частицы  $q_{eff} = 0$  можно получить зависимость диаметра частицы углерода от ее стационарной температуры, описывающую критические и устойчивые режимы тепломассообмена, в виде [3]:

$$d = \frac{\lambda_g Nu}{Q_1 k_{01} \left( \frac{100 - A_p}{100} \right) \left( 1 + \frac{Q_2 k_2}{Q_1 k_1} \right) \left( 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) \rho_{gs}} \cdot \frac{(T - T_g)}{\left( B + \sqrt{B^2 - A_g A_w} \right)} \exp\left( \frac{E}{RT} \right), \quad (7)$$

$$\text{и } d = \frac{\lambda_g Nu}{c_{pg}} \cdot \frac{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2)}{k_1 + k_2} \left( \frac{100 - A_p}{100} \right) \frac{\left( 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right)}{\left( 1 + \frac{k_v + U_{sk}}{k_1 + k_2} \right)} \cdot \frac{\left( B + \sqrt{B^2 - A_g A_w} \right)}{\varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)}, \quad (8)$$

Тут комплексы  $A_g$ ,  $A_w$  и  $A_{sf}$  не зависят явно от концентрации кислорода, в отличие от комплекса  $B$ , где зависимость от концентрации кислорода линейная:

$$A_g = c_{pg} (T - T_g) \left( \frac{100}{100 - A_p} \right) \frac{(k_1 + k_2) \left( 1 + \frac{k_v + U_{sk}}{k_1 + k_2} \right)}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \left( 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right)},$$

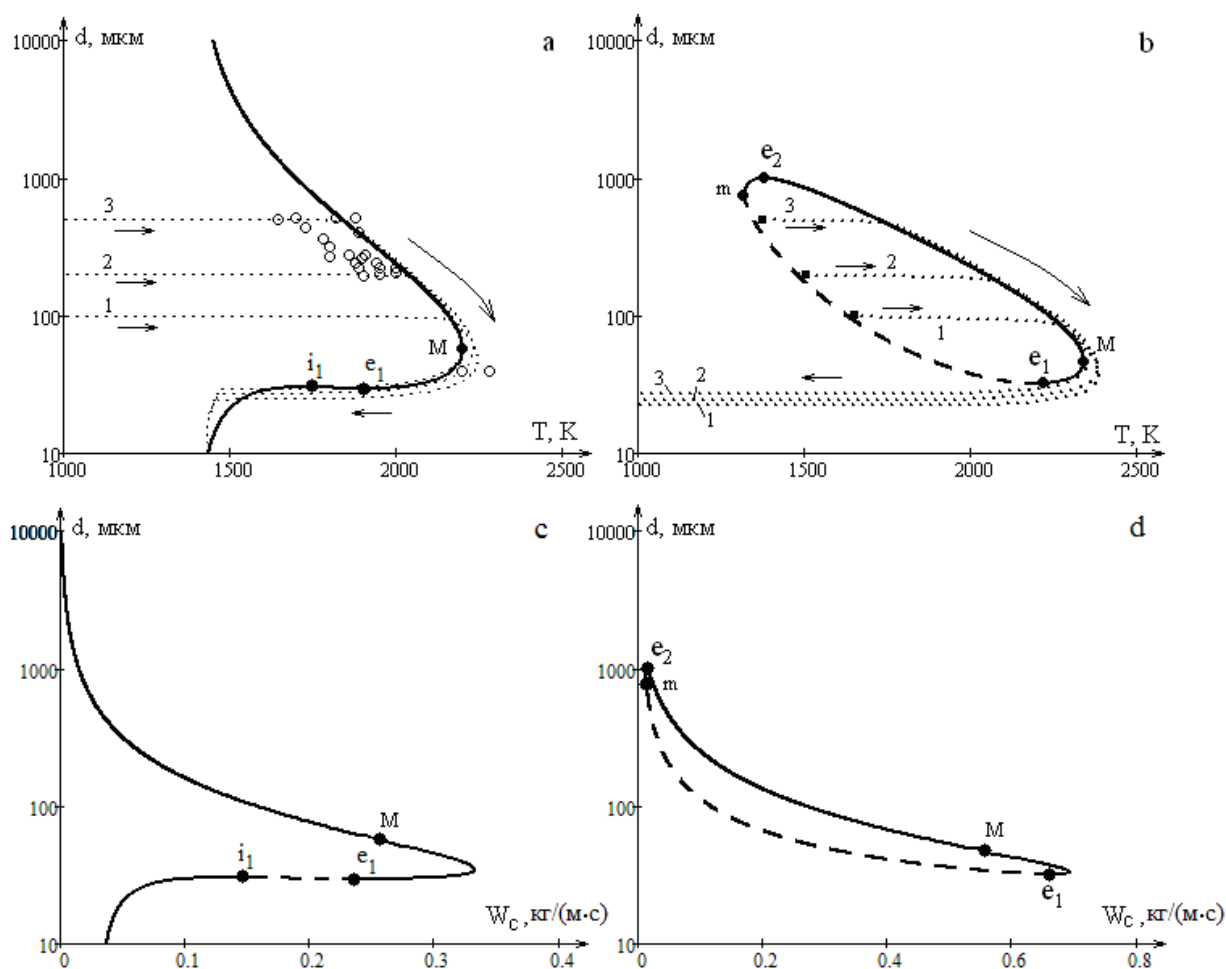
$$A_w = \frac{\varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \left( 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) \rho_{gs}} \left( \frac{100}{100 - A_p} \right), \quad A_{sf} = \frac{\mu_c}{\mu_{O_2}} c_{pg} T^* \frac{(k_1 + 2k_2)}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2)} \left( \frac{100}{100 - A_p} \right),$$

$$B = \frac{1}{2} \left( (1 - A_{sf}) Y_{O_2\infty} - A_g - A_w \right).$$

Для частиц малых размеров  $d < d_M$  (рис. 2) теплотери излучением незначительны ( $A_w \ll A_g$ ) и стационарная зависимость диаметра от температуры определяется (7). Для углеродных частиц размерами  $d > d_M$  основную роль в теплотери вносит тепловое излучение от частицы. Стационарная зависимость диаметра от температуры определяется (8).

На рис. 2 представлены зависимости стационарной температуры пористой частицы от ее диаметра в воздухе различной температуры. При анализе использовались следующие термокинетические постоянные:  $E_1 = 140$  кДж/моль,  $E_2 = 154$  кДж/моль,  $k_{01} = 6.5 \cdot 10^4$  м/с,  $k_{02} = 13 \cdot 10^4$  м/с,  $Q_1 = 12.3$  МДж/кг $O_2$ ,  $Q_2 = 6.84$  МДж/кг $O_2$ ,  $R = 8.31$  Дж/(моль·К),  $Y_{O_2} = 0.23$ ,  $\varepsilon = 0.8$ ,  $\chi = 0.1$ ,  $A_p = 0$ .

Кривые 1, 2 и 3 представляют собой кривые, полученные из решение нестационарной задачи тепломассообмена (1)-(5) для частиц с различным начальными диаметрами. Углеродная частица может перейти на режим горения



**Рис. 2.** Зависимости диаметра углеродной частицы от стационарной температуры и скорости химического реагирования частицы для случая а),с) ее самовоспламенения и б), d) зажигания в азотно-кислородной смеси. Кривые 1, 2, 3 – нестационарные зависимости для частиц с начальным размером 100, 200 и 500 мкм. Точки  $e_1$  и  $e_2$  – критические точки погасания.

а),с)  $Y_{O_2}=0.23$ ;  $T_g=1400$  К,  $T_w=1400$  К.  $T_{b1}=T_{b2}=T_{b3}=293$  К,

б), d)  $Y_{O_2}=0.50$ ;  $T_g=293$  К,  $T_w=293$  К.  $T_{b1}=1640$  К,  $T_{b1}=1480$  К,  $T_{b1}=1360$  К.

самопроизвольно при высоких температурах воздуха (самовоспламенение, рис.2а) или в результате предварительного подогрева в холодной азотно-кислородной смеси обогащенной кислородом (зажигание, рис. 2б) [3].

Таким образом, если частица загорается в результате самовоспламенения или зажигания, рост температуры горения частицы с уменьшением ее диаметра происходит квазистационарно. То есть относительная скорость изменения температуры частицы значительно меньше относительной скорости изменения ее диаметра. Действительно, с уменьшением диаметра интенсифицируется массоперенос кислорода к единице поверхности. В то же время суммарные теплопотери с единицы поверхности частицы возрастают не обратно пропорционально диаметру частицы (закон Ньютона-Рихмана), а слабее вследствие стефановского течения и теплопотерь на излучение. Поэтому температура горения частицы  $T_{bur}$  растет. Незначительное рассогласование кривых при малых размерах час-

тицы ( $d < d_M$ ) связано с уменьшением плотности частицы, вследствие увеличения пористости при горении. Падение температуры горения для диаметров частиц  $d_e < d < d_M$  обусловлено увеличением теплоотвода с единицы поверхности при уменьшении диаметра, по сравнению со скоростью химического тепловыделения за счет увеличения массопереноса кислорода к поверхности. Число Семенова  $Se$  уменьшается до значения порядка 1.

Скорость химического реагирования частицы  $W_C$  определяется массой прореагировавшего углерода за единицу времени в расчете на единицу внешней поверхности [3, 4]:

$$W_C = \frac{M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \left( \frac{100 - A_p}{100} \right)^{-1} \left( 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) \rho_{gs} Y_{O_2,s}. \quad (9)$$

Используя (9) совместно с зависимостями (7) и (8) в виде параметрических зависимостей, можно получить зависимость скорости реагирования частицы от ее диаметра (рис.2 с,d). Из рисунка видно, что значительной скоростью реагирования обладают частицы в достаточно узком интервале диаметров. Отмечаем, что максимум скорости реагирования не совпадает с максимальной температурой горения, а смещен в область более мелких частиц.

Максимальную температуру горения  $T_M$  можно определить из равенства скоростей изменения общих теплопотерь и тепловыделения при изменении диаметра ( $\partial q_{eff}/\partial d = 0$ ). Это идентично равенству нулю подкоренного выражения в (7) и (8):

$$\left( (1 - A_{sf}) Y_{O_2\infty} - A_g - A_w \right)^2 = 4 A_g A_w.$$

Отсюда, получим выражение для максимальной температуры горения, не зависящее явно от диаметра частицы, в виде трансцендентного уравнения:

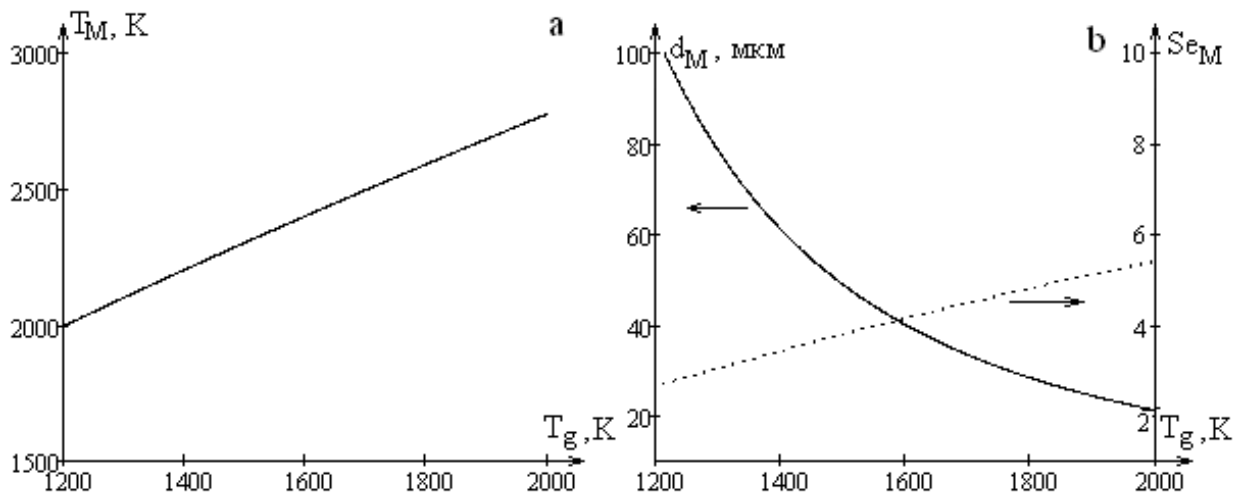
$$T_M = T_g + \frac{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \left( \frac{100 - A_p}{100} \right) \left( 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) Y_{O_2\infty}}{c_{pg} (k_1 + k_2 + k_v + U_{sk})} \times \left[ \sqrt{1 - A_{sf}} - \sqrt{\frac{\varepsilon \sigma (T_M^4 - T_w^4)}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \left( 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) \rho_{gs} Y_{O_2\infty} \left( \frac{100 - A_p}{100 - A_p} \right)}} \right]^2. \quad (9)$$

Соответствующий этой температуре диаметр частицы из (7) или (8) равен:

$$d_M = \frac{\lambda_g Nu}{\rho_{gs} c_{pg}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{gs} c_{pg} (T_M - T_g)}{(k_1 + k_2) \left( 1 + \frac{k_v + U_{sk}}{k_1 + k_2} \right) \varepsilon \sigma (T_M^4 - T_w^4)}}. \quad (10)$$

Без учета теплообмена излучением ( $\varepsilon = 0$ ), без учета внутреннего реагирования ( $k_v = 0$ ) и стефановского течения ( $U_{sk} = 0$ ), в предположении протекания параллельных реакций, имеем классическое выражение для температуры горения в диффузионной области протекания химической реакции:





**Рис. 3** Зависимость максимальной температуры горения углеродной частицы, соответствующих диаметра и диффузионно-кинетического соотношения от температуры воздуха ( $Y_{O_2} = 0.23$ ) и температуры стенок  $T_w = 1400$  К.

$$T_M = T_g + \frac{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) Y_{O_2 \infty}}{c_{pg} (k_1 + k_2)} \left( \frac{100 - A_p}{100} \right).$$

Расчет по представленной классической формуле, которая для случая протекания параллельных реакций является трансцендентным уравнением, дает слишком завышенные значения температуры горения, вследствие пренебрежения теплотерь на излучение.

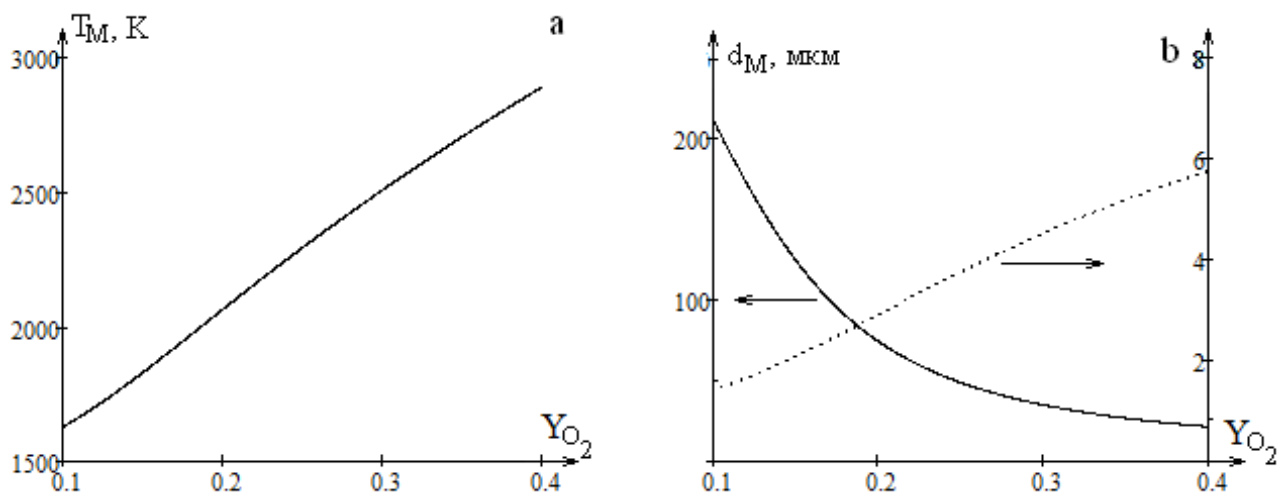
Из выражения (9) нетрудно получить выражение для температуры газа

$$T_g = T_M - \frac{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \left( \frac{100 - A_p}{100} \right) \left( 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) Y_{O_2 \infty}}{(k_1 + k_2 + k_v + U_{sk}) c_g} \times \left[ \sqrt{1 - A_{sf}} - \sqrt{\frac{\varepsilon \sigma (T_M^4 - T_w^4)}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \left( 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) \rho_{gs} Y_{O_2 \infty}} \left( \frac{100}{100 - A_p} \right)} \right]^2. \quad (11)$$

Таким образом, имеем систему параметрических выражений (10) и (11). В качестве параметра в данном случае выступает максимальная температура горения углеродной частицы. На рис. 3 представлены зависимости, показывающие влияние температуры воздуха на максимальную температуру частицы и соответствующий диаметр для случая нагретых стенок.

Максимальная температура горения линейно возрастает с увеличением температуры газа. Как следует из анализа уравнения (9), второе слагаемое не зависит от температуры воздуха и слабо зависит от температуры частицы.

Из условия  $(\partial q_{eff} / \partial d = 0)$  для стационарных состояний или равенства дискриминанта нулю в (8) можно выделить концентрацию кислорода как функцию



**Рис. 4** Зависимость максимальной температуры горения углеродной частицы, соответствующих значений диаметра и диффузионно-кинетического соотношения от концентрации кислорода в газовой смеси (температура воздуха и температуры стенок равны  $T_g = 1400$  К,  $T_w = 1400$  К).

$$Y_{O_2M} = \frac{[\sqrt{A_g} + \sqrt{A_w}]^2}{1 - A_{sf}}. \quad (12)$$

Таким образом, имеем систему параметрических выражений (10) и (12). Результаты влияния концентрации кислорода в газовой смеси представлены на рис.4.

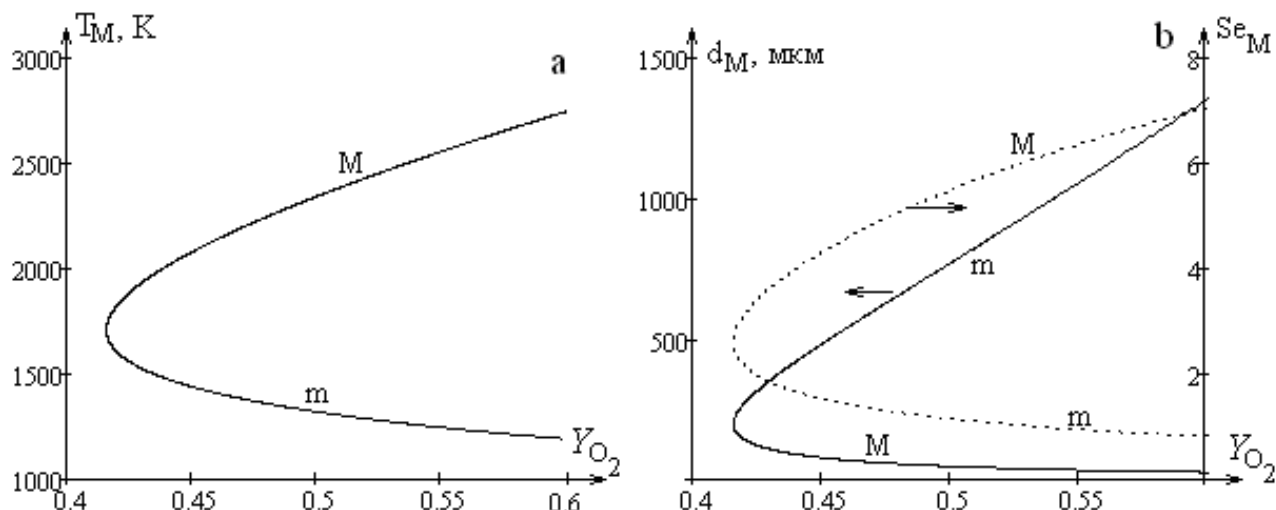
При концентрациях кислорода в нагретом воздухе  $Z_{O_2} > 0.15$  максимальная температура горения линейно возрастает с увеличением доли кислорода, как видно из (9). Однако темп такого роста зависит от многих факторов, в частности кинетических свойств и непосредственно температуры частицы.

Таким образом, уменьшение диаметра, соответствующего максимальной температуре, с увеличением температуры газа в основном определяется зависимостью согласно (10)

$$d_M \sim \exp\left(\frac{E_1}{2RT_M}\right) \quad \text{или} \quad d_M \sim \exp\left(\frac{E_1}{2R(T_g + C \cdot Y_{O_2})}\right).$$

Оценка числа Семенова  $Se$  (диффузионно-кинетического отношения) в момент достижения максимальной температуры показало (рис. 3b и рис 4b), что  $Se_M > 1$ , но не  $Se_M \gg 1$ . Диаметр частицы в этой точке  $d_M$  является настолько малым, что, несмотря на высокие значения температуры, диффузионно-кинетические отношения невелики. Поэтому можно утверждать, что достижение максимальной температуры горения происходит не в диффузионной области протекания химических реакций, а в переходной.

Интересен также случай зажигания. Как видно из рис. 1b, условию экстремума (а также равенству нулю дискриминанта в (9)) удовлетворяет также и



**Рис. 5** Зависимость максимальной температуры горения и минимальной температуры зажигания углеродной частицы, соответствующих диаметров и диффузионно-кинетического соотношений от концентрации кислорода в газовой смеси (температура воздуха  $T_g = 293$  К и температура стенок  $T_w = 293$  К).

точка *m*, которая соответствует наименьшей температуре зажигания (начальной температуре частицы) при данных внешних параметрах газовой среды.

На рис. 5 представлено влияние концентрации кислорода на максимальную температуру горения и минимальную температуру зажигания углеродной частицы, и соответствующие значения диаметра. Видно, что для осуществления зажигания углеродной частицы в холодной азотно-кислородной смеси необходимо, чтобы концентрация кислорода превышала некоторое критическое значение. С ростом концентрации, естественно, минимальная температура зажигания уменьшается, соответствующий диаметр сильно зависит от концентрации.

### Выводы.

Предложен метод определения максимальной температуры горения частицы и соответствующего диаметра в зависимости от температуры нагретой газовой смеси и доли кислорода в ней, с использованием указанной максимальной температуры в качестве параметра. Представленный аналитический подход позволяет определить предельную концентрацию кислорода зажигания углеродной частицы в холодных азотно-кислородных смесях. Показано, что достижение максимальной температуры горения происходит не в диффузионной области протекания реакций, а в переходной. При уменьшении размера углеродной частицы квазистационарная температура горения возрастает вследствие уменьшения доли теплотерь излучением в общем тепловом балансе.

### Литература:

1. *Tiziano Maffei, Reza Khatami, Sauro Pierucci, Tiziano Faravelli, Eliseo Ranzi, Yiannis A. Levendis.* Experimental and modeling study of single coal particle

- combustion in O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> and Oxy-fuel (O<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub>) atmospheres // Combustion and Flame. – 2013. – Vol. 160, Issue 11. –P. 2559.
2. Paula A. Bejarano, Yiannis A. Levendis. Single-coal-particle combustion in O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> environments // Combustion and Flame. – 2008. – Vol. 153, Issues 1–2. – P. 270.
  3. Kalinchak V.V. and Chernenko A. S. Combustion and Spontaneous Extinction of Porous Carbon Particles in Nitrogen–Oxygen Mixtures at Room Temperature // Combustion, Explosion, and Shock Waves. – 2013. – Vol 49, № 2. – P.196.
  4. Основы практической теории горения: Учебное пособие для вузов // В.В. Померанцев. 2-е изд., перераб. и доп. – Л.: Энергоатомиздат. Ленинградское отд-ние, 1986. – С. 204.
  5. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела / В. И. Бабий, Ю. Ф. Куваев. – М.,1986. – 208 с.

***Калінчак В.В., Черненко О.С., Корчагіна М.М.***

**Вплив параметрів газової суміші на максимальну температуру  
і швидкість горіння вуглецевої частинки**

**АНОТАЦІЯ**

*Використовуючи в якості параметру максимальну температуру горіння вуглецевої частинки, запропоновано метод визначення її і відповідного діаметру в залежності від температури нагрітої газової суміші і частки кисню в ній. Представлений аналітичний підхід дозволяє визначити граничну концентрацію кисню запалення вуглецевої частинки в холодних азотно-кисневих сумішах. Показано, що досягнення максимальної температури горіння відбувається не в дифузійній області протікання реакцій, а в перехідній. Зменшення тепловтрат на випромінювання визначає зростання квазістаціонарної температури горіння при зменшенні розміру вуглецевої частинки.*

***Kalinchak V.V., Chernenko A.S., Korchagina M.N.***

**Influence of gaseous mixture parameters on the maximum burning  
temperature and combustion rate of carbon particle**

**SUMMARY**

The method is developed to determine the maximum temperature of burning carbon particle and corresponding value of particle diameter by using the maximum temperature as a parameter depending on surrounding gas temperature and oxygen content. This method allows finding a limiting value of oxygen content below which ignition of a carbon particle is not possible in cold oxygen-nitrogen mixture. It is shown that the particle temperature attains a maximum value in the transitional regime of chemical reactions. The rise of the burning temperature with the particle size decrease is caused by relative decrease of radiation heat loss.