

ВЛИЯНИЕ СТЕФАНОВСКОГО ТЕЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ ДВИЖУЩЕЙСЯ УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ

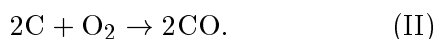
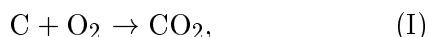
В. В. Калинин, С. Г. Орловская, Ю. В. Прудникова

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова, 65100 Одесса, Украина

Проведен анализ влияния стефановского течения на диаметр движущейся углеродной частицы, определяющий ее устойчивые (горение) и критические (воспламенение, самопроизвольное и вынужденное потухание) режимы тепло- и массообмена и кинетику параллельных химических реакций ($C + O_2 \rightarrow CO_2$ и $2C + O_2 \rightarrow 2CO$) с учетом теплообмена излучением с холодными стенками реакционной установки.

Вопрос о роли стефановского течения в процессах горения и самопроизвольного потухания углеродных частиц изучен недостаточно хорошо. В [1–3] эти процессы рассматривались с учетом вынужденной конвекции, однако не учитывались тепловые и массовые потоки, определяемые стефановским течением [4]. В работе [3] показана необходимость учета теплообмена излучением с холодными стенками реакционной установки.

Цель настоящей работы — выяснить механизм влияния стефановского течения на характеристики гетерогенного горения углеродной частицы, движущейся в нагретом воздухе при атмосферном давлении, с учетом теплообмена излучением с холодными стенками реакционной установки. В условиях топочных процессов основными являются гетерогенные параллельные химические реакции [3]



Влияние относительной скорости движения частицы на тепло- и массообмен и кинетику химических реакций учитывается с помощью модели приведенной пленки [5], радиус которой изменяется со временем. В отсутствие вынужденной и естественной конвекции (частица неподвижна относительно газа) он равен бесконечности. С увеличением интенсивности конвекции радиус приведенной пленки уменьшается, приближаясь к радиусу частицы. Относительная скорость движения частицы V находится из уравнения

$$\rho_C \frac{\partial V}{\partial t} = (\rho_C - \rho_g)g - \frac{3}{4d} \psi \rho_g V^2, \quad (1)$$

$$\psi = \frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt[3]{Re}}, \quad V_{t=0} = V_b,$$

где коэффициент лобового сопротивления ψ в интервале чисел Рейнольдса $1 < Re < 400$ определяется по формуле Клячко [6].

Дифференциальное уравнение для зависимости температуры частицы T от времени t записывается с учетом того, что теплопроводность частицы намного выше, чем газа, а ее температуропроводность много ниже температуропроводности газа и коэффициентов диффузии компонентов в газе. Это дает возможность предположить, что плотности тепловых и массовых потоков в газовой фазе квазистационарны, а для конденсированной фазы (частицы) позволяет пренебречь градиентом температуры. Поэтому можно записать

$$\frac{1}{6} c_C \rho_C d \frac{\partial T}{\partial t} = q_{eff} = q_{ch} - q_g - q_w, \quad T_{t=0} = T_b;$$

$$q_{ch} = (k_1 Q_1 + k_2 Q_2) \rho_g C_{O_2, s}; \quad (2)$$

$$k_1 = k_{0,1} \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right), \quad k_2 = k_{0,2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right);$$

$$q_g = \alpha(T - T_g) + c_g \rho_g U_s \frac{T + T_g}{2}, \quad q_w = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4).$$

Диаметр частицы изменяется с течением времени в результате реакций (I) и (II):

$$-\frac{1}{2} \rho_C \frac{\partial d}{\partial t} = W_C = \rho_g U_s, \quad d_{t=0} = d_b, \quad (3)$$

которые являются причиной появления стефановского течения [4]

$$U_s = \frac{M_C}{M_{O_2}}(k_1 + 2k_2)C_{O_2,s},$$

$$C_{O_2,s} = C_{O_2,\infty} \left(\frac{k_1 + k_2 + U_s^k}{\beta} + 1 \right)^{-1},$$

$$U_s^k = \frac{M_C}{M_{O_2}}(k_1 + 2k_2)C_{O_2,\infty};$$

$$\alpha = \frac{\lambda_g \text{Nu}}{d}, \quad \beta = \frac{D \text{Nu}}{d}, \quad D = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g};$$

$$\lambda_g = \lambda_{g,0} \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^{0,75}, \quad \rho_g = \rho_{g,0} \frac{T_0}{T_*}, \quad T_* = \frac{T + T_g}{2};$$

$$\text{Nu} = 2 + 0,54 \sqrt{\text{Re}_{eff}}, \quad \text{Re}_{eff} = \text{Re}_{in.c} + \text{Re}_{n.c},$$

$$\text{Re}_{in.c} = Vd/\nu_g, \quad \text{Re}_{n.c} = \sqrt{\text{Gr}/2};$$

$$\text{Gr} = \frac{gd^3(T - T_g)}{273\nu_g^2}, \quad \nu_g = a_g \text{Pr}, \quad a_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g}.$$

Здесь использованы следующие обозначения: c_C, ρ_C, c_g, ρ_g — удельные теплоемкости и плотности частицы и газа; W_C — скорость химического превращения по углероду; U_s, U_s^k — скорости стефановского течения на поверхности частицы и при протекании реакций в кинетической области; M_C, M_{O_2} — молярные массы углерода и кислорода; k_1, k_2, E_1, E_2 — константы скоростей и энергии активации химических реакций (I), (II); $k_{0,1}, k_{0,2}$ — предэкспоненциальные множители; Q_1, Q_2 — тепловые эффекты реакций, рассчитанные на единицу массы кислорода; $C_{O_2,\infty}, C_{O_2,s}$ — относительные массовые концентрации кислорода в среде и на поверхности частицы; q_{ch} — плотность химического тепловыделения; q_g, q_w — плотности конвективного (включая стефановское течение и теплопроводность) теплового потока и теплового потока излучением; α, β — коэффициенты тепло- и массообмена; T_g, T_w — температуры газа и стенок камеры реакционной установки; ε — коэффициент черноты частицы; σ — постоянная Стефана — Больцмана; λ_g, ν_g — теплопроводность и кинематическая вязкость газа; D — коэффициент диффузии газообразного компонента; Re_{eff} и $\text{Re}_{in.c}, \text{Re}_{n.c}$ — критерии

Рейнольдса: эффективный и для расчета вынужденной и естественной конвекции; $\text{Nu}, \text{Gr}, \text{Pr}$ — критерии Нуссельта, Грасгофа и Прандтля; g — ускорение свободного падения; d — диаметр частицы; a_g — коэффициент температуропроводности.

Анализ и решение уравнений (1)–(3) показывают, что в зависимости от значений T_b, d_b и V_b могут осуществляться устойчивые высокотемпературные (горение) или низкотемпературные (окисление) квазистационарные состояния частицы. Введем понятие приведенного диаметра частицы $f = 2d/\text{Nu}$, который учитывает влияние диаметра d и относительной скорости движения частицы V , имеет смысл диаметра неподвижной частицы и зависит только от ее стационарной температуры при различных значениях диаметра и скорости движения [6]:

$$f = 2D/\beta(T). \quad (4)$$

Комплекс $f = 2d/\text{Nu}$ позволяет учитывать изменение как диаметра частицы (при фиксированном значении скорости), так и относительной скорости ее движения (при фиксированном диаметре).

Из условия стационарности $q_{eff} = 0$ зависимость коэффициентов α и β , а следовательно, диаметра и скорости частицы, определяющих устойчивые и критические состояния, от стационарной температуры частицы получаем из решения квадратного уравнения для β :

$$\beta(T) = \frac{\alpha}{c_g \rho_g} = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4C}}{2}(k_1 + k_2), \quad (5)$$

где $B = A_1 - A_2 - A_3 - A_4, C = A_3 A_4,$

$$A_1 = \frac{(k_1 Q_1 + k_2 Q_2) \rho_g C_{O_2,\infty}}{c_g \rho_g (T - T_g)(k_1 + k_2)},$$

$$A_2 = \frac{U_s^k (T + T_g)}{2(T - T_g)(k_1 + k_2)}, \quad A_3 = \frac{k_1 + k_2 + U_s^k}{k_1 + k_2},$$

$$A_4 = \frac{\varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)}{c_g \rho_g (T - T_g)(k_1 + k_2)},$$

$$C = \frac{(k_1 + k_2 + U_s^k) \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)}{(k_1 + k_2)^2 c_g \rho_g (T - T_g)}.$$

Знак «минус» перед корнем в (5) определяется теплообменом излучением; коэффициенты α

и β изменяются за счет изменения диаметра и скорости частицы.

Полученные соотношения позволяют проанализировать влияние конвекции ($Gr \neq 0$) и стефановского течения ($U_s \neq 0$) на характеристики стационарных состояний, а также на критические условия тепло- и массообмена, определяющие гетерогенное воспламенение и потухание углеродной частицы. Расчеты проводились при следующих значениях параметров: $Q_1 = 12,3 \cdot 10^6$ Дж/кг, $Q_2 = 6,843 \cdot 10^6$ Дж/кг; $k_{0,1} = 4,5 \cdot 10^4$ м/с, $k_{0,2} = 13 \cdot 10^4$ м/с; $E_1 = 140030$ Дж/моль, $E_2 = 154000$ Дж/моль; $\lambda_{g,0} = 0,0819$ Вт/(м·К), $\rho_{g,0} = 0,277$ кг/м³ ($T_0 = 1273$ К); $\varepsilon = 0,78$, $\rho_C = 1440$ кг/м³, $c_C = 947$ Дж/(кг·К) (для антрацита АШ) [7].

Анализ зависимости (5) показывает, что при $q_w \neq 0$ существует предельная температура газа, выше которой на кривых $f(T)$ имеются экстремумы (точки i_1, e_1 и i_2, e_2), соответствующие условию $\partial f / \partial T = 0$, так как $\partial q_{eff} / \partial T = 0$. Следовательно, эти точки являются критическими, определяющими воспламенение (точки i_1, i_2) и потухание (точки e_1, e_2) частицы. Соответственно координатами этих точек являются критические значения скоростей, диаметров и температур частицы. В интервалах $f_{e,1} < f < f_{i,1}$ и $f_{i,2} < f < f_{e,2}$ зависимости $T(f)$ и, следовательно, $W_C(f)$ имеют гистерезисный характер [3]. Отметим, что качественное изменение зависимости $f(T)$ в области больших значений f (большие диаметры и малые скорости движения частицы) — появление двух дополнительных экстремумов (точки i_2 и e_2 на рисунке б) — происходит при уменьшении температуры стенок реакционной установки. Соответственно с увеличением T_w ($T_w \rightarrow T_g$) уменьшается различие между $f_{i,2}$ и $f_{e,2}$, площадь гистерезисной петли уменьшается, пока не исчезает совсем (рисунок а). Двухпетлевой гистерезис на зависимости $T(f)$ существует только лишь при определенном отношении температур холодных стенок реакционной установки и нагретого газа (T_w/T_g).

Предельная температура газа, выше которой могут осуществляться высокотемпературные состояния, определяется из условий

$$\frac{\partial T_{g,cr}}{\partial f} = 0, \quad q_{eff} = 0, \quad \frac{\partial q_{eff}}{\partial T} = 0.$$

Использование этих условий для случая воспламенения, для которого характерен кинетический режим протекания химических реакций

(($k_1 + k_2 + U_s^k$)/ $\beta < 1$), позволяет получить критерии, определяющие предельную температуру газа и соответствующий ей диаметр частицы:

$$f \frac{\varepsilon \sigma T_{g,cr}^2 (E/R)}{2\lambda_g} = \left[1 - \left(\frac{T_w}{T_{g,cr}} \right)^4 - \frac{4RT_{g,cr}}{E} \right]^{-1},$$

$$\frac{\varepsilon \sigma (T_{g,cr}^4 - T_w^4)}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \rho_g C_{O_2, \infty} - q_{sf}^k} = 1,$$

где $q_{sf}^k = U_s^k c_g \rho_g T_{g,cr}$ — плотность теплового потока за счет стефановского течения при протекании химических реакций в кинетической области, $k_1 = k_{1,0} \exp(-E_1/RT_{g,cr})$, $k_2 = k_{2,0} \exp(-E_2/RT_{g,cr})$.

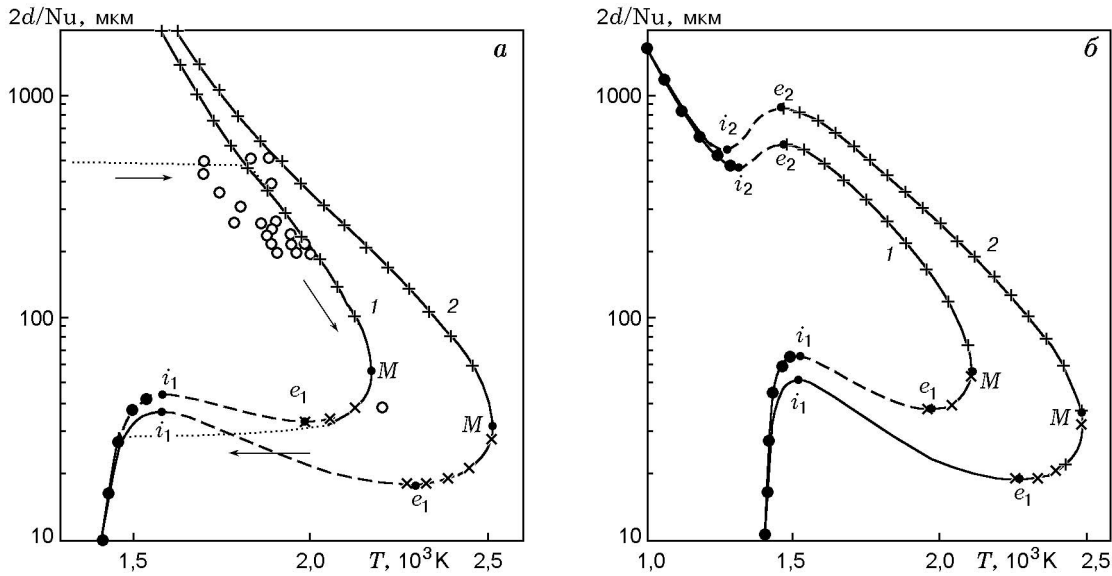
На рисунке а представлены также результаты расчетов по нестационарной модели (1)–(3). Горизонтальной стрелкой показан ход комплекса f при прогреве частицы от начальной температуры до температуры горения, который протекает практически без изменения диаметра частицы. Естественная конвекция увеличивает критерий Nu , что приводит к уменьшению f . Далее при горении частицы нестационарные и стационарные зависимости $f(T)$ совпадают до точки e_1 , где происходит скачкообразный переход в низкотемпературное состояние. Результаты расчетов по формулам (4), (5) удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами [7] и с расчетами по нестационарной модели.

Как видно из рисунка, стефановское течение приводит к увеличению критических значений $f_{i,1}, f_{e,1}$ (увеличению диаметров и уменьшению скоростей), уменьшению $f_{i,2}, f_{e,2}$ (уменьшению соответствующих диаметров и увеличению скоростей) и уменьшению температуры горения частицы.

Зависимость температуры горения от диаметра и скорости движения частицы находится из формул (4), (5) при замене T на T_{burn} в интервале $f_{e,1} < f < f_{e,2}$. Для определения максимальной температуры горения и соответствующего ей значения f воспользуемся условием

$$\frac{\partial q_{ch}}{\partial \beta} = \frac{\partial (q_g + q_w)}{\partial \alpha} c_g \rho_g,$$

что эквивалентно равенству $B^2 = 4C$. Используя это равенство и условие стационарности, получим



Зависимость комплекса $f = 2d/Nu$ от стационарной температуры частицы с учетом (1) и без учета (2) стефановского течения:

a — $T_g = T_w = 1400$ К, b — $T_g = 1400$ К, $T_w = 500$ К; расчет по стационарной модели: \bullet — окисление, \times — горение, $---$ — неустойчивые состояния; \cdots — расчет по нестационарной модели; сплошная линия — расчет по нестационарной модели (уравнения (1)–(3)) с учетом естественной конвекции, $d_b = 505$ мкм, $T_b = 300$ К; \circ — экспериментальные данные [7]; точки i_1, i_2 — критические параметры воспламенения, точки e_1, e_2 — критические параметры потухания; точка M — максимальная температура горения T_M и соответствующая ей величина $(2d/Nu)_M$

$$T_M = T_g + \frac{C_{O_2,\infty} \rho_g (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) - q_{sf}^k}{c_g \rho_g (k_1 + k_2 + U_s^k)} \times \left[1 - \left(\frac{\varepsilon \sigma (T_M^4 - T_w^4)}{C_{O_2,\infty} \rho_g (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) - q_{sf}^k} \right)^{1/2} \right]^2, \quad (6)$$

$$f_M = \frac{2D}{k_1 + k_2 + U_s^k} \times \left[\left(\frac{C_{O_2,\infty} \rho_g (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) - q_{sf}^k}{(k_1 + k_2 + U_s^k) c_g \rho_g (T_M - T_g)} \right)^{1/2} - 1 \right]^{-1}, \quad (7)$$

где $q_{sf}^k = U_s^k c_g \rho_g (T_M + T_g)/2$, $k_1 = k_{0,1} \exp(-E_1/RT_M)$, $k_2 = k_{0,2} \exp(-E_2/RT_M)$. Анализ формул (6), (7) показывает, что стефановское течение уменьшает максимальную температуру горения и увеличивает соответствующий ей диаметр частицы.

Учет стефановского течения приводит к увеличению времени горения t_{burn} (таблица). Естественная конвекция уменьшает время горения. Это связано с тем, что естественная конвекция в большей степени увеличивает q_{ch} (за счет роста коэффициента β) по сравнению с q_g . В точке M скорости изменения q_{ch} и q_g при изменении диаметра частицы равны.

Стефановское течение сильнее, чем естественная конвекция, влияет на характеристики гетерогенного горения частицы (таблица), так как его скорость больше скорости естественной конвекции $V_{n.c}$, и качественно по-иному меняется со временем. В процессе горения скорость $V_{n.c}$ уменьшается с течением времени, а U_s растет, что определяется уменьшением диаметра частицы. Уменьшение диаметра приводит к росту скорости стефановского течения ($U_s \sim 1/d$) и уменьшению скорости естественной конвекции ($V_{n.c} \sim \sqrt{d}$).

Таким образом, необходимо учитывать относительную скорость движения частицы и скорость стефановского течения при определе-

Влияние естественной конвекции и стефановского течения на характеристики гетерогенного горения углеродной частицы, $d_b = 500$ мкм, $T_b = 300$ К, $T_g = T_w = 1400$ К, $C_{O_2,\infty} = 0,23$

U_s	Gr	t_{burn} , с	d_{e1} , мкм	T_M , К	d_M , мкм
0	0	4,42	15,4	2513	33,4
	$\neq 0$	4,11	15,5	2513	33,7
$\neq 0$	0	5,46	29,4	2167	57,2
	$\neq 0$	5,09	30,0	2167	57,8

нии характеристик гетерогенного горения углеродной частицы. Учет стефановского течения сужает область диаметров и относительных скоростей движения частицы, в которой осуществляется переход на высокотемпературный режим горения. Одновременный учет естественной и вынужденной конвекции дает лучшее совпадение с экспериментальными результатами по временным характеристикам горения — периоду индукции и времени горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ассовский И. Г.** О зажигании, погасании и тепловом гистерезисе гетерогенной экзотермической реакции // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 2. С. 51–58.
2. **Гавин Л. Б., Медведев В. А., Наумов В. А.** Модель двухфазной турбулентной струи с учетом гетерогенного горения частиц // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 3. С. 12–17.
3. **Калинчук В. В., Орловская С. Г., Прудникова Ю. В., Гануи И.** Устойчивые и критические режимы теплообмена движущейся углеродной частицы // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 1. С. 25–30.
4. **Калинчук В. В., Орловская С. Г., Калинин А. И., Дубинский А. В.** Теплообмен углеродной частицы с воздухом при учете стефановского течения и теплотеря излучением // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34, № 1. С. 83–91.
5. **Франк-Каменецкий Д. А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.
6. **Основы** практической теории горения / Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Энергоатомиздат, 1986.
7. **Бабий В. И., Куваев Ю. Ф.** Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. М.: Энергоиздат, 1986.

Поступила в редакцию 3/V 2000 г.