

горения еще не достигнуты, однако относительное изменение правильно описывает эту тенденцию для NO_x . Концентрация электронов, как и адиабатическая температура, несколько падает с ростом α_x в диапазоне $\alpha_x > 1$, что достаточно хорошо согласуется с общими представлениями о процессе (рис. 2).

Как и при горении метана в обычных диффузионных пламенах, при повышенных значениях p , T , характерных для камер МГД-генератора, наблюдается ощутимая зависимость концентраций компонентов от коэффициента турбулентного обмена β . На рис. 3 приведены эти зависимости для одного из режимов в фиксированный момент времени горения. Из приведенных расчетов ясно, что оптимальные режимы лежат в области $\alpha_x \approx 0,95$ и $\beta \approx 10^5$ 1/с при $p = 7 \div 10$ бар, $T_0 = 1600$ К, $\gamma = 0,3 \div 0,4$ и нет необходимости в уменьшении коэффициента избытка воздуха $\alpha_x < 0,95$, а также в искусственной турбулизации потока. Более точные параметры могут быть получены при проведении оптимизации с учетом принятой модели и уточненных данных по ущербу от загрязнений среды на основе подхода, описанного в [17].

ЛИТЕРАТУРА

1. Недоспасов А. В., Побережский Л. П., Чернов Ю. Г. Состав и свойства рабочих тел МГД-генераторов открытого типа.— М.: Наука, 1977.
2. Кучерявый В. И., Метелюк С. А., Репа И. И. Состав и термодинамические свойства многокомпонентных химически реагирующих газовых смесей МГД-установки.— Киев: Ин-т электродинамики АН УССР, 1977.
3. Yashio Mori, Kasutomo Ohtake, Mitsuyoshi Yamamoto et al. Bull. JSME, 1968, 11, 4, 241.
4. Kondratiev V. N. // 10th Intern. Symp. on Comb.— Pittsburg, 1965.
5. Тюльпанов Р. С., Михальчук С. А. ФГВ, 1984, 20, 4, 50.
6. Аравин Г. С., Власов П. А., Карасевич Ю. К. и др. ФГВ, 1982, 18, 49.
7. Kelly R., Padley P. J. Proc. Roy. Soc. Lond., 1972, A327, 1540, 345.
8. Агафонов В. П., Вертушкин В. К., Глазков А. А. и др. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике.— М.: Машиностроение, 1972.
9. Кондратьев В. В., Никитин Е. Е. Химические процессы в газах.— М.: Наука, 1981.
10. Смирнов В. Н. Введение в физику плазмы.— М.: Наука, 1975.
11. Хейхорст А., Сагден Т. Низкотемпературная плазма.— М.: Мир, 1967.
12. Баратов А. И., Вогман Л. П., Кобзарь В. П. и др. ФГВ, 1976, 12, 1, 72.
13. Павлов В. П., Иорданова Т. В., Константинова В. И. Разработка методов расчета и теоретической анализ течения в МГД-канале.— М.: ИВТАН СССР, 1980.
14. Тюльпанов Р. С. Диффузионные турбулентные пламена.— Л.: ЛГУ, 1981.
15. Тюльпанов Р. С. // Тепломассообмен.— V.— Минск, 1976.
16. Библиотека алгоритмов 1 б—50 б: Справочное пособие/Под ред. В. А. Трапезникова.— М.: Сов. радио, 1975.
17. Тюльпанов Р. С., Михальчук С. А. // Теория и практика сжигания газа.— Л.: Недра, 1971.

Поступила в редакцию 14/IV 1988

УДК 536.423.1 + 662.62 : 662.611

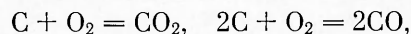
О ДИФФУЗИОННОМ РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СРЕДЕ

А. М. Головин, В. Р. Песочин

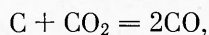
(Москва)

Горению угольных частиц в высокотемпературной среде посвящены работы [1—7] и др., содержащие обзоры основной литературы по теории горения сферической частицы в квазистационарном приближении в отсутствие натекающего потока.

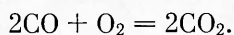
В соответствии с точкой зрения Нуссельта горение углерода происходит на поверхности частицы, где идут реакции



а по модели Бурке и Шумана на поверхность частицы не поступает O_2 , а идет гетерогенная реакция, сопровождающаяся образованием CO :

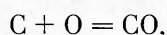


догорающего в результате гомогенной реакции в газовой фазе



При горении угольных частиц радиуса 10—30 мкм в кислородсодержащей среде с давлением $p = 0,1 \div 10$ МПа и температурой $T \leq 1500$ К можно пренебречь догоранием CO в окрестности частицы и считать, что реализуется схема горения Нуссельта, а в области более высоких температур и давлений, когда еще можно пренебречь диссоциацией CO_2 и O_2 , горение соответствует модели Бурке и Шумана.

При дальнейшем повышении температуры газовой среды возрастают степени диссоциации O_2 и CO_2 и в газовой среде, содержащей полностью диссоциированные O_2 и CO_2 , скорость горения угольной частицы будет определяться диффузией атомарного кислорода, участвующего в гетерогенной реакции



если температура частицы не достигла температуры сублимации, в противном случае скорость горения угольной частицы будет определяться уравнением баланса энергии на поверхности частицы и, в частности, зависеть от теплового эффекта реакции взаимодействия паров углерода с атомарным кислородом и от теплоты сублимации углерода.

Существующая в настоящее время известная неопределенность в выборе констант скоростей итоговых гетерогенных реакций позволяет получать достоверные значения скорости горения угольной частицы лишь в ситуации, когда режим горения близок к диффузионному, в частности, в области умеренных температур 2000—2500 К, когда константы скоростей гетерогенных реакций достаточно высоки, что концентрации O_2 и CO_2 на поверхности частицы оказываются пренебрежимо малыми по сравнению с их значениями вдали от частицы. Следует отметить, что подобный режим, по-видимому, не реализуется при горении угольной пыли в топках котлов электростанций [2, 7].

Горение угольных частиц осложняется такими факторами, как недостаточная информация относительно скорости пиролиза угля, в результате которого происходит выделение летучих, наличием золы, разбуханием частицы в процессе пиролиза, что существенно затрудняет создание удовлетворительных математических моделей возгонки угля и образования кокса. В работе 8 предложена одномерная математическая модель пламени мелкодисперсной угольно-воздушной смеси, учитывающая влияние концентрации летучих, кинетики их образования и концентрации угольных частиц на процесс горения. Принимается, что летучие выделяются в таких пламенах пропорционально скорости нагрева частиц, температура которых считается равной температуре газа. Окисление метана, содержащегося в летучих, рассматривается как многоступенчатая химическая реакция, включающая 48 промежуточных реакций. В [9] рассматривается численное моделирование горения частиц углерода в воздухе с учетом неравновесных газозафазных реакций в условиях, когда преобладает кинетический режим горения.

Следует отметить, что при анализе работы мощных импульсных МГД-генераторов, использующих в качестве топлива мелкодисперсный пылегазовый поток, содержащий частицы угля марки АШ или нефтяного кокса, можно не рассматривать процесс термического разложения

топлива. В подобных генераторах, применяемых, в частности, при геофизических или геологических исследованиях [10, 11], горение частиц происходит в условиях диффузионного режима при $T > 3000$ К.

В работе [3] установлено, что в режиме диффузионного горения в предельном случае пренебрежимо малой скорости реакции догорания СО, когда состав газовой фазы считается «замороженным», а также в противоположном случае бесконечно большой скорости рассматриваемой гомогенной реакции, когда состав считается термодинамически равновесным, получается единое выражение для скорости угольной частицы, если ограничиться в выражении для Pe — числа Пекле, рассчитанном по скорости горения частицы, первыми членами разложения по параметру $Pe \ll 1$.

Ниже показано, что существует единое выражение для скорости горения угольной частицы в диффузионном режиме, независимое от константы скорости реакции в газовой фазе, и что этот результат остается справедливым при любых числах Пекле, а не только при $Pe \ll 1$.

При изучении диффузионного режима горения угольной частицы можно отказаться от приближения постоянных свойств, использованного в [3, 4, 6], и формально обобщить выражение для скорости горения на случай учета переменности свойств газовой среды в окрестности частицы аналогично [12] и др., где рассматривается расчет скорости диффузионного горения капель топлива в атмосфере окислителя. Получающиеся результаты в частном случае, в приближении тонкой поверхности пламени, согласуются с [5].

Если температура газовой среды при $p = 0,1$ МПа не превышает 3000 К или при $p = 10$ МПа не выше 3500 К, то можно считать, что газовая смесь в окрестности частицы состоит из O_2 , CO_2 , CO , N_2 [13]. Кроме того, будем полагать, что при таких температурах взаимодействие C с O_2 идет только с образованием CO [4].

Время горения частицы в высокотемпературной среде может быть сравнимо с временем выхода температуры частицы на квазистационарный режим. Поэтому ниже рассматривается изменение температуры частицы в процессе ее горения при допущении, что распределение температуры и концентраций в окрестности частицы является квазистационарным и сферически симметричным, а температура внутри частицы однородна.

Распределения безразмерных массовых концентраций c_i и температуры T в окрестности сферической угольной частицы радиуса a описываются уравнениями [12]

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \left(\rho v c_i - \rho D \frac{\partial c_i}{\partial r} \right) &= w_i, \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \left(\rho v \sum_i c_i \int_{T^0}^T c_{pi} dT - \frac{\kappa}{c_p} \frac{\partial}{\partial r} \sum_i c_i \int_{T^0}^T c_{pi} dT \right) &= - \sum_i h_i^0 w_i, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ , v — плотность и радиальная среднемассовая скорость газовой среды, удовлетворяющие в силу уравнения непрерывности условию

$$\rho v r^2 = \text{const}; \quad (2)$$

c_{pi} — удельная теплоемкость i -го компонента, связанная с его удельной энтальпией h_i соотношением

$$h_i = h_i^0 + \int_{T^0}^T c_{pi} dT; \quad (3)$$

T^0 — стандартная температура; h_i^0 — значение энтальпии i -го компонента при стандартной температуре. Здесь и далее обозначим компонент O_2 индексом 1, CO_2 — 2, CO — 3, N_2 — 4, c_{pi} — удельная теплоемкость,

коэффициент диффузии и теплопроводность газовой смеси. Число Льюиса Le принимается равным единице, т. е. считается, что $\kappa = \rho c_p D$ ($c_p = \sum_i c_i c_{pi}$). Скорость возникновения i -го компонента в результате реакции догорания CO в газовой фазе обозначена через w_i . В силу уравнения баланса массы веществ, участвующих в химической реакции, имеем

$$\frac{w_1}{M_1} = -\frac{w_2}{2M_2} = \frac{w_3}{2M_3}, \quad (4)$$

M_i — молекулярные массы соответствующих компонентов.

Рассматриваемую систему уравнений следует дополнить граничными условиями

$$\begin{aligned} I_{1a} &= -\rho_a K_1 c_{1a}, \quad I_{2a} = -\rho_a K_2 c_{2a}, \quad I_{4a} = 0, \\ \frac{\rho_a v_a}{M} &= -\frac{2I_{1a}}{M_1} - \frac{I_{2a}}{M_2}, \quad T \rightarrow T_\infty, \quad c_i \rightarrow c_{i\infty}, \quad r \rightarrow \infty; \\ \frac{1}{3} a \rho' c_p \frac{dT_a}{dt} &= \kappa \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_a - \frac{Q_1}{M_1} I_{1a} + \frac{Q_2}{M_2} I_{2a} - \varepsilon \sigma (T_a^4 - T_w^4), \end{aligned} \quad (5)$$

где I_i — плотность потока i -го компонента, определяемая как

$$I_i = \rho v c_i - \rho D \frac{\partial c_i}{\partial r};$$

M — атомная масса углерода; Q_1 — тепло, выделяемое в результате взаимодействия γ -моля O_2 с углеродом с образованием CO; Q_2 — тепло, поглощаемое в результате восстановления γ -моля CO_2 до CO; K_1, K_2 — константы скоростей соответствующих гетерогенных реакций; a, ρ', c_p' — радиус, плотность и удельная теплоемкость угольной частицы соответственно; t — время; ε — эффективная степень черноты поверхности угольной частицы; σ — постоянная Стефана — Больцмана; T_w — температура стенок камеры сгорания (при малой концентрации частиц в системе и малых размерах системы по сравнению с длиной свободного пробега излучения). Индексы a, ∞ здесь и далее относятся к значениям величин на поверхности частицы и вдали от нее соответственно.

Следуя методу Шваба — Зельдовича [12], можно получить общее выражение для скорости горения угольной частицы в диффузионном режиме.

Из уравнений баланса массы i -го компонента (1) при $i = 1, 2$ с учетом (4) имеем выражение

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \left[\rho v \left(\frac{c_1}{M_1} + \frac{c_2}{2M_2} \right) - \rho D \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{c_1}{M_2} + \frac{c_2}{2M_2} \right) \right] = 0,$$

решение которого имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{c_1 - c_{1\infty}}{M_1} + \frac{c_2 - c_{2\infty}}{2M_2} &= \left(\frac{c_{1a} - c_{1\infty}}{M_1} + \frac{c_{2a} - c_{2\infty}}{2M_2} \right) \frac{2 - e^{-\xi}}{1 - \exp(-\xi_a)}, \\ \xi &= \text{Pe} \int_r^\infty \frac{\rho_a D_a a}{\rho D r^2} dr; \quad \text{Pe} = \frac{v_a a}{D_a}. \end{aligned} \quad (6)$$

Соотношение между потоками на поверхности частицы (5) приводит к следующему результату:

$$\frac{1}{M} + \frac{2}{M_1} \left[c_{1a} + \left(\frac{\partial c_1}{\partial \xi} \right)_a \right] + \frac{1}{M_2} \left[c_{2a} + \left(\frac{\partial c_a}{\partial \xi} \right)_a \right] = 0. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что

$$\exp(\xi_a) = \left(1 + 2 \frac{M}{M_1} c_{1\infty} + \frac{M}{M_2} c_{2\infty} \right) / \left(1 + 2 \frac{M}{M_1} c_{1a} + \frac{M}{M_2} c_{2a} \right). \quad (8)$$

Эта формула при $c_{1a} = 0$ совпадает с результатом [5], ранее полученным в приближении тонкой поверхности пламени, и с формулой работы [4] при $c_{1a} = c_{2a} = 0$ в приближении постоянных свойств и при достаточно больших значениях скорости гомогенной реакции, так что в каждой точке в окрестности частицы состояние газовой смеси рассматривается как термодинамически равновесное.

Следует отметить, что область применимости формулы (8) не связана с предположением о малости толщины зоны пламени, и для пригодности этой формулы не требуется полагать, что состояние газовой смеси в окрестности частицы близко к термодинамически равновесному по отношению к реакции диссоциации CO_2 . Полученный результат позволяет рассчитать скорость горения угольной частицы в диффузионном режиме, когда температура ее поверхности достаточно высока, так что из-за больших значений скорости гетерогенных химических реакций можно считать $c_{1a} = c_{2a} = 0$. В этом случае в приближении постоянных свойств ($\rho D = \rho_a D_a$) скорость горения находим из выражения

$$\text{Pe} = \ln \left(1 + 2 \frac{M}{M_1} c_{1\infty} + \frac{M}{M_2} c_{2\infty} \right). \quad (9)$$

Наивысшие значения безразмерной скорости горения реализуются при горении в чистом кислороде ($c_{1\infty} = 1$), и в этом случае $\text{Pe} = \ln 1,75 = 0,56$.

Формула (9) позволяет утверждать, что скорость горения угольной частицы не зависит от степени диссоциации углекислого газа ($2\text{CO}_2 \rightleftharpoons 2\text{CO} + \text{O}_2$) вдали от частицы. Пусть в отсутствие диссоциации при температуре T_∞^0 и давлении p^0 молярные концентрации отдельных компонентов газа вдали от частицы соответственно равны $n_{1\infty}^0, n_{2\infty}^0, n_{4\infty}^0$. Пусть α — степень диссоциации CO_2 при p^0 и T_∞ . Тогда молярные концентрации компонентов примут следующие значения:

$$\begin{aligned} n_{1\infty} &= \left(n_{1\infty}^0 + \frac{\alpha}{2} n_{2\infty}^0 \right) \gamma \frac{T_\infty^0}{T_\infty}, & n_{2\infty} &= n_{2\infty}^0 (1 - \alpha) \gamma \frac{T_\infty^0}{T_\infty}, \\ n_{3\infty} &= n_{2\infty}^0 \alpha \gamma \frac{T_\infty^0}{T_\infty}, & n_{4\infty} &= n_{4\infty}^0 \gamma \frac{T_\infty^0}{T_\infty}, & \gamma &= \frac{n_{1\infty}^0 + n_{2\infty}^0 + n_{4\infty}^0}{n_{1\infty}^0 + (1 + \alpha/2) n_{2\infty}^0 + n_{4\infty}^0}. \end{aligned}$$

Скорость горения угольной частицы, как следует из (9), определяется из формулы

$$2 \frac{M}{M_1} c_{1\infty} + \frac{M}{M_2} c_{2\infty} = \frac{M (2n_{1\infty}^0 + n_{2\infty}^0)}{M_1 n_{1\infty}^0 + M_2 n_{2\infty}^0 + M_4 n_{4\infty}^0}.$$

Таким образом, скорость горения угольной частицы в диффузионном режиме в приближении постоянных свойств не зависит от степени диссоциации. Этот результат согласуется с работой [3], в которой рассматривалась задача о медленном горении угольной частицы ($\text{Pe} \ll 1$) при допущениях о равновесной и замороженной кинетике в газовой фазе.

Фактором, определяющим скорость горения угольной частицы, помимо концентраций $[\text{O}_2]$ и $[\text{CO}_2]$ вдали от нее является температура поверхности частицы, так как именно от этой величины зависят скорости гетерогенных реакций, а следовательно, значения $[\text{O}_2]$ и $[\text{CO}_2]$ на поверхности частицы, влияющие на скорость горения, если режим горения не диффузионный. Кроме того, на скорость горения влияет зависимость ρD от r , что в первую очередь определяется распределением температуры в окрестности частицы, а решение этой задачи требует знания константы скорости реакции догорания CO .

Из уравнений (1) и (4) следует

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \left(\rho v \beta - \rho D \frac{\partial \beta}{\partial r} \right) = 0, \quad (10)$$

$$\beta = \frac{1}{Q} \sum_i c_i \int_{T^0}^T c_{pi} dT + \frac{c_1}{M_1},$$

$$Q = M_1 h_1^0 - 2M_2 h_2^0 + 2M_3 h_3^0.$$

Здесь Q — тепловой эффект реакции $2\text{CO} + \text{O}_2 = 2\text{CO}_2$, отнесенный к 1 г-молю O_2 . Далее удобно выбрать за T^0 значение T_a — температуры поверхности частицы.

Если считать известными T_a и c_{1a} , тогда, как следует из (10),

$$\frac{\beta - \beta_\infty}{\beta_a - \beta_\infty} = \frac{1 - e^{-\xi}}{1 - \exp(-\xi_a)}.$$

Отсюда видно, что

$$\left(\frac{\partial \beta}{\partial \xi}\right)_a = \frac{c_{pa}}{Q} \left(\frac{\partial T}{\partial \xi}\right)_a + \frac{1}{M_1} \left(\frac{\partial c_1}{\partial \xi}\right)_a = \frac{\beta_a - \beta_\infty}{\exp(\xi_a) - 1}. \quad (11)$$

Воспользуемся граничным условием баланса тепловых потоков (5), записанным в переменной ξ :

$$\frac{c_{pa}}{\text{Pe}} \frac{dT_a}{d\tau} + c_{pa} \left(\frac{\partial T}{\partial \xi}\right)_a + \frac{Q_1}{M_1} \left[c_{1a} + \left(\frac{\partial c_1}{\partial \xi}\right)_a \right] - \frac{Q_2}{M_2} \left[c_{2a} + \left(\frac{\partial c_2}{\partial \xi}\right)_a \right] + \frac{S}{\text{Pe}} (T_a^4 - T_w^4) = 0,$$

$$\tau = \frac{3\rho_a c_{pa} D_a t}{a^2 \rho' c'_p}, \quad S = \frac{\varepsilon \sigma a}{\rho_a D_a}. \quad (12)$$

Подстановка (11) в (12) с учетом очевидной связи между тепловыми эффектами рассматриваемых реакций $Q = Q_1 + 2Q_2$, а также с учетом (7) приводит к следующему уравнению для определения температуры поверхности частицы:

$$\frac{c_{pa}}{\text{Pe}} \frac{dT_a}{d\tau} - \frac{1}{\exp(\xi_a) - 1} \left[\sum_i c_{i\infty} \int_{T_a}^{T_\infty} c_{pi} dT + \frac{Q}{M_1} (c_{1\infty} - c_{1a}) \right] + \frac{S}{\text{Pe}} (T_a^4 - T_w^4) + \frac{Q_2}{M} + \frac{Q}{M_1} c_{1a} = 0. \quad (13)$$

В диффузионном режиме горения в приближении постоянных свойств для вычисления температуры поверхности частицы получим

$$\frac{c_p}{\text{Pe}} \frac{dT_a}{d\tau} - \frac{c_p (T_\infty - T_a) + Q c_{1\infty}/M_1}{e^{\text{Pe}} - 1} + \frac{Q_2}{M} + \frac{S}{\text{Pe}} (T_a^4 - T_w^4) = 0, \quad (14)$$

где в соответствии с (9) $\text{Pe} = 0,27$ при $c_{1\infty} = 0,3$ и $c_{2\infty} = 0,3$.

Как следует из (14), температура поверхности частицы релаксирует с характерным безразмерным временем $(e^{\text{Pe}} - 1)/\text{Pe}$ к предельному значению, определяемому при $\text{Pe} \ll 1$ уравнением

$$c_p (T_a - T_\infty) = \frac{Q_1}{M_1} c_{1\infty} - \frac{Q_2}{M_2} c_{2\infty} - S (T_a^4 - T_w^4).$$

Так, например, для угольной частицы радиуса $a = 20$ мкм при $T_\infty = 2500$ К, $T_w = 2000$ К, $c_{1\infty} = 0,3$, $c_{2\infty} = 0,3$, $\varepsilon = 0,9$, $\rho = 0,14$ кг/м³, $D = 5,5 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $c_p = 1,2$ кДж/(кг·К), $Q_1/M_1 = 6,843$ кДж/г, $Q_2/M_2 = 3,92$ кДж/г, $\rho' = 1300$ кг/м³, $c'_p = 2,8$ кДж/(кг·К) предельное значение температуры поверхности частицы оказывается равным 2750 К, а характерное время релаксации составляет 6,0 мс.

Время горения частицы i_* определяется следующим выражением:

$$t_* = \rho' a_0^2 / (2\rho_a D_a \text{Pe}). \quad (15)$$

Для частицы с $a_0 = 20$ мкм если пренебречь изменением ее радиуса на стадии релаксации температуры, то при указанных выше значениях параметров время горения $i_* = 12,5$ мс.

В области более высоких температур, когда в окрестности угольной частицы O_2 и CO_2 практически полностью диссоциированы, скорость горения угольной частицы и ее температура будут определяться в диффузионном приближении, если значение T_a достаточно велико, что можно пренебречь концентрацией атомарного кислорода c_0 вблизи поверхности частицы.

В рассматриваемом случае скорость горения будет определяться скоростью подвода к поверхности частицы атомарного кислорода, участвующего в гетерогенной реакции $C + O = CO$, и может быть вычислена следующим образом:

$$\xi_a = \ln \left(1 + \frac{M}{M_0} c_{0\infty} \right), \quad (16)$$

где M_0 — атомарная масса кислорода; $c_{0\infty}$ — безразмерная массовая концентрация атомарного кислорода вдали от частицы.

Релаксация температуры поверхности частицы описывается уравнением

$$\frac{c_{pa}}{Pe} \frac{dT_a}{dt} - \frac{1}{\exp(\xi_a) - 1} \left[\sum_i c_{i\infty} \int_{T_a}^{T_\infty} c_{pi} dT + \frac{Q_0}{M_0} c_{0\infty} \right] + \frac{S}{Pe} (T_a^4 - T_w^4) = 0, \quad (17)$$

где $Q_0 = 363$ кДж/моль — тепловой эффект реакции $C + O = CO$.

Для массовой концентрации атомарного кислорода $c_{0\infty} = 0,2$ в приближении постоянных свойств из формулы (16) следует, что $Pe = 0,14$. Для угольной частицы радиуса 20 мкм при $T_a^4 \gg T_w^4$, $T_\infty = 3000$ К, $\rho = 0,068$ кг/м³, $D = 20$ см²/с, $c_p = 1,2$ кДж/(кг · К) в соответствии с формулой (17) можно получить предельное значение $T_a = 4000$ К и время релаксации к этому значению 3 мс, а время горения в соответствии с (15) будет равно 13,7 мс.

При более высокой концентрации атомарного кислорода температура поверхности частицы может достичь температуры сублимации. В этом случае парциальное давление паров углерода вблизи поверхности частицы равно полному давлению газовой смеси. По данным, представленным в [14], при $p = 0,1$ МПа следует считать $T_a \approx 4200$ К.

В рассматриваемой области температур в окрестности частицы происходит реакция взаимодействия паров углерода с атомарным кислородом следующего вида: $C + O = CO$. Тепловой эффект соответствующей реакции $Q_* = 1071$ кДж/моль. Аналогичным образом в реакцию с атомарным кислородом с образованием CO вступают молекулы C_2 , C_3 и т. д.

Следует считать, что в рассматриваемых условиях атомарный кислород не доходит до поверхности частицы, где происходит фазовый переход углерода из твердого в газообразное состояние с теплотой фазового перехода $L = 59$ кДж/г.

В этом случае при известном значении температуры на поверхности частицы скорость горения будет определяться формулой, аналогичной (13), являющейся уравнением баланса энергии на поверхности испаряющейся частицы:

$$\exp(\xi_a) = 1 + \frac{\sum_i c_{i\infty} \int_{T_a}^{T_\infty} c_{pi} dT + \frac{Q_*}{M_0} c_{0\infty}}{L + S(T_a^4 - T_w^4)/Pe}. \quad (18)$$

Формула (18) представляет собой обобщение известного в теории горения капель [12] результата на случай учета радиационных потерь энергии.

В приближении постоянных свойств, когда $\xi_a = \text{Pe}$, если $T_a = 4200$ К, $T_\infty = 4500$ К, $T_a^4 \gg T_w^4$, $c_{0\infty} = 0,5$, $\varepsilon = 0,9$, $a_0 = 10$ мкм, $\rho_a = 0,072$ кг/м³, $D_a = 20$ см²/с, $c_p = 1,2$ кДж/(кг · К), из формулы (18) следует $\text{Pe} = 0,44$, что в соответствии с (15) приводит к времени горения 1,0 мс. Время релаксации температуры к установившемуся значению в соответствии с (17) для рассматриваемых частиц при допущении, что $\rho' = 1300$ кг/м³ и $c_p = 2,8$ кДж/(кг · К), составляет 0,9 мс. Следует отметить, что заметная часть массы частицы в рассматриваемом случае сгорает на стадии релаксации температуры частицы к температуре сублимации, так как время релаксации оказывается сравнимым с временем горения.

Результаты экспериментальных исследований горения частиц нефтяного кокса в плазменной струе азота с 50 %-ным содержанием кислорода представлены в работе [15]. Отмечается, что время горения частиц пропорционально квадрату их начального радиуса. Это согласуется с формулой (15), в предположении $\text{Pe} = \text{const}$, что реализуется в диффузионном приближении. При температуре газового потока 4500 К время горения частиц начального радиуса 10 мкм составляет 2,3 мс, что приближенно соответствует сумме времен релаксации температуры и времени горения при температуре сублимации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хитрии Л. Н. Физика горения и взрыва.— М.: МГУ, 1957.
2. Виленский Т. В., Хзмалян Д. М. Динамика горения пылевидного топлива.— М.: Энергия, 1978.
3. Libby P. A., Blake T. R. Comb. Flames, 1979, 36, 139.
4. Matalon M. Comb. Sci. Technol., 1980, 24, 115.
5. Головин А. М., Песочин В. Р., Толмачев И. Я. ФГВ, 1982, 18, 2, 23.
6. Matalon M. SIAM J. Appl. Math., 1982, 42, 4, 787.
7. Сполдинг Д. Б. Горение и массообмен.— М.: Машиностроение, 1985.
8. Dixon-Lewis G., Bradley D., El-Din Habik S. Archivum Comb., 1987, 7, 1—2, 85.
9. Веселов С. Н., Заклязминский Л. А., Маркачев Ю. Е. ФГВ, 1986, 22, 3, 38.
10. Велихов Е. П., Волков Ю. М. Перспективы развития импульсной МГД-энергетики и ее применение в геологии и геофизике.— М., 1981.— (Препр./АН СССР. ИАЭ; 3436/6).
11. Волков Ю. М., Дегтев Ю. Г., Крикун В. В. и др. // Тр. VIII Междунар. конф. по МГД-преобразованию энергии.— М., 1983.— Т. 5.
12. Вильямс Ф. Теория горения.— М.: Наука, 1971.
13. Михайлов В. В. Инж. журн., 1962, 11, 2, 239.
14. Головина Е. С. Высокотемпературное горение и газификация углерода.— М.: Энергоатомиздат, 1983.
15. Курятников В. В., Леонова Л. Ю., Вайнфельд А. И. Физика аэродисперсных систем.— Киев; Одесса: Вища шк., 1987.— Вып. 31.

Поступила в редакцию 27/IV 1988,
после доработки — 22/II 1989

УДК 536.46

ВЛИЯНИЕ ИСХОДНОЙ ПОРИСТОСТИ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ И КОНЕЧНУЮ ПОРИСТОСТЬ СМЕСЕЙ Ti + V

Т. В. Монасевич, Л. А. Монасевич, Л. С. Марцунова, В. А. Куликов

(Томск)

Бориды находят все более широкое использование в технике: значительная твердость позволяет применять их как абразивы. Для использования боридов в качестве режущих и штамповых инструментов изготавливают композиты из твердых, но хрупких боридов и пластичных металлических связей. Один из перспективных методов получения та-