

теплотой горения смеси. Не исключено и каталитическое влияние оксидов никеля, а также и продукта горения — металлического никеля — на скорость горения алюминия.

Поступила в редакцию 1/VII 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, Л. Д. Комкова. ЖФХ, 1950, 24, 11, 1302.
2. П. Ф. Похил, Л. Д. Ромоданова. ФГВ, 1969, 5, 2.
3. Н. Н. Бахман, В. С. Никифоров. ЖФХ, 1964, 38, 1.
4. Г. В. Лукашени, А. Д. Погребенков. ЖФХ, 1962, 36, 12.
5. Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов, В. М. Шкиро. ФГВ, 1965, 1, 1.
6. И. С. Куликов. Термическая диссоциация соединений. М.: Metallurgy, 1969.
7. D. D. Wagman, W. H. Evans et al. Technical Note, No 270—4. Washington, 1969.
8. Ю. С. Найбороденко, В. И. Итин и др. Известия вузов, Физика, 1973, 16, 6.
9. Ю. С. Найбороденко, В. И. Итин. — В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
10. A. P. Hardt, R. W. Holsinger. Comb. Flame, 1973, 21, 1.
11. A. P. Hardt. — In: Encyclopedia of Explosives and Related Items. V. 9, 1980.

### К ВОПРОСУ О ПОВЕРХНОСТНОМ ГОРЕНИИ, АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ, НАГРЕВАЕМЫХ ВНУТРЕННИМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА

Ю. И. Яламов, Е. Р. Щукин, Л. Г. Эйдинов, З. Л. Шулиманова  
(Москва)

Поверхностное горение аэрозольных частиц осуществляется в тех случаях, когда окисление молекул вещества горючего происходит главным образом на поверхности частицы (например, в случае горения углеродных частиц) [1].

В опубликованных до настоящего времени работах достаточно подробно изучено свободное (не осложненное внутренними источниками тепла) горение аэрозольных частиц [1—3]. Авторами [1] впервые теоретически рассмотрено поверхностное горение углеродных частиц в поле электромагнитного излучения. Построенная в [1] теория имеет ограниченную степень применения, так как при описании гетерогенного горения частиц использован степенной вид зависимости коэффициентов теплопроводности  $\kappa$  и  $D$  от температуры газовой смеси ( $\kappa = \kappa_0(T/T_0)^{1/2}$ ,  $D = D_0(T/T_0)^{3/2}$ ). Степенные функции на больших температурных интервалах описывают зависимости  $\kappa$  и  $D$  от температуры с большой погрешностью. Так, величина  $\kappa$  воздуха, вычисленная по формуле  $\kappa = \kappa_0(T/T_0)^{1/2}$  при  $T = 3000$  К ( $T_0 = 300$  К), в 6 раз меньше реальной величины  $\kappa$ .

Развитая в настоящей работе теория позволяет описывать процесс гетерогенного горения твердых аэрозольных частиц сферической формы (например, углеродных частиц [1]), осложненный внутренними источниками тепла, при произвольных зависимостях коэффициентов теплопроводности и диффузии от температуры.

Горение частиц рассмотрено в трехкомпонентной газовой смеси, состоящей из молекул окислителя, какого-либо окисла вещества горючего и молекул несущего инертного газа. При этом рассматривается следующая схема реакции окисления молекул вещества частицы  $A_4$  молекулами окислителя  $A_1$ :  $\nu_4 A_4 + \nu_1 A_1 = \nu_2 A_2$ . Символы  $A_1$ ,  $A_4$ , служат для обозначения атомов и молекул, вступающих в реакцию веществ окислителя  $A_1$  и частицы  $A_4$ ,  $A_2$  — для обозначения молекул окисла, образующегося в процессе реакции;  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  и  $\nu_4$  — стехиометрические коэффициенты реакции. Так, в случае анализируемой в [1] реакции  $2C + O_2 = 2CO$  символ  $A_4$  — углерод  $C$ ,  $A_1$  — кислород  $O_2$ ,  $A_2$  —  $CO$ , а  $\nu_4 = 2$ ,  $\nu_1 = 1$ ,  $\nu_2 = 2$ .

Аналогично [1] в настоящей работе в силу малости времен тепловой и диффузионной релаксации используется квазистационарное приближение для сферически симметричной модели горения аэрозольных частиц. При этом предполагается, что относительные концентрации молекул окислителя  $c_1$  и окисла  $c_2$  по величине много меньше единицы. В случае малых значений  $c_1$  и  $c_2$  можно пренебречь влиянием конвективного (стефановского) движения среды [4] на перенос тепла и вещества и значения плотностей потоков окислителя  $\vec{J}_1$ , окисла  $\vec{J}_2$  и тепла  $\vec{J}_T$  находить по следующим формулам [5]:

$$\vec{J}_1 = -nD_{13}\nabla c_1, \quad \vec{J}_2 = -nD_{23}\nabla c_2, \quad \vec{J}_T = -\kappa\nabla T,$$

где  $c_1 = n_1/n$ ;  $c_2 = n_2/n$ ;  $n = n_1 + n_2 + n_3$ ;  $n_1, n_2, n_3$  — концентрации молекул окислителя, окисла и инертного газа соответственно;  $D_{13}, D_{23}$  — бинарные коэффициенты диффузии [5];  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности. При этом система уравнений, описывающая распределение  $c_1, c_2, T$  в окрестности горящей частицы, принимает следующий вид:

$$\frac{d}{dr} r^2 \kappa \frac{dT}{dr} = \dot{Q},$$

$$\frac{d}{dr} r^2 n D_{13} \frac{dc_1}{dr} = \dot{Q}, \quad \frac{d}{dr} r^2 n D_{23} \frac{dc_2}{dr} = 0,$$

где  $r$  — радиальная координата.

Решение системы проведено при граничных условиях:

$$T|_{r=R} = T_s, \quad T|_{r \rightarrow \infty} = T_\infty, \quad c_1|_{r=R} = c_{1\infty},$$

$$nD_{13} \frac{dc_1}{dr} = nhc_1|_{r=R}, \quad v_2 n D_{13} \frac{dc_1}{dr} = -v_1 n D_{23} \frac{dc_2}{dr},$$

где  $R$  — радиус частицы;  $h$  — константа скорости реакции в законе Аррениуса;  $T_s$  — температура поверхности частицы.

В результате получения выражения для распределений  $c_1, c_2$  и  $T$  в окрестности горящей частицы и потоков молекул окислителя  $Q_1$ , окисла  $Q_2$  и тепла  $Q_T$ , обусловленного молекулярной теплопроводностью:

$$\int_1^{\Theta_s} \kappa d\Theta = \frac{R}{r} \int_1^{\Theta_s} \kappa d\Theta,$$

$$c_1 = c_{1\infty} \left\{ 1 - \left[ n_\infty R \int_1^{\Theta_s} (\kappa/nD_{13}) d\Theta / \Delta \int_1^{\Theta_s} \kappa d\Theta \right] \right\},$$

$$c_2 = \left[ v_2 n_\infty R c_{1\infty} \int_1^{\Theta_s} (\kappa/nD_{13}) d\Theta / v_1 \Delta \int_1^{\Theta_s} \kappa d\Theta \right], \quad (1)$$

$$Q_1 = -v_1/v_2 \cdot Q_2 = -[4\pi R^2 n_\infty c_{1\infty} / \Delta],$$

$$Q_T = 4\pi R T_\infty \int_1^{\Theta_s} \kappa d\Theta,$$

$$\Delta = \Theta_s \left\{ (1/h) + \left[ n_\infty R \int_1^{\Theta_s} (\kappa/nD_{13}) d\Theta / \Theta_s \int_1^{\Theta_s} \kappa d\Theta \right] \right\},$$

где  $\Theta = T/T_\infty$ ,  $\Theta_s = T_s/T_\infty$ . В соотношения (1) входит температура поверхности частицы  $T_s$ , которую можно найти, решив уравнение теплового баланса

$$\frac{4}{3} \pi \frac{d}{dt} (\rho_i c_{pi} R^3 T_s) = Q_D - Q_T + q_2 m_2 Q_2 - 4\pi R^2 \sigma \epsilon (T_s^4 - T_\infty^4). \quad (2)$$

Здесь  $\rho_i$  — плотность вещества частицы;  $c_{pi}$  — удельная теплоемкость час-

тицы;  $q_2$  — тепловой эффект реакции;  $Q_p$  — тепло, выделяющееся в единицу времени в объеме частицы;  $t$  — время;  $m_2$  — масса, молекулы окисла;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $\varepsilon$  — интегральная степень черноты. В случае нагрева частицы под действием электромагнитного излучения  $Q_p = \pi R^2 K_p I$  [1], где  $K_p$  — коэффициент поглощения;  $I$  — интенсивность излучения. Температура квазистационарного горения частицы находится из (2) при равенстве нулю левой части уравнения.

Изменение массы  $M$  частицы можно найти, проинтегрировав уравнение

$$dM/dt = -4\pi R^2 v_4 n_{\infty} c_{1\infty} m_4 / v_1 \Delta. \quad (3)$$

Из (3) видно, что скорость горения [1]

$$K_s = -v_4 n_{\infty} c_{1\infty} m_4 / v_1 \Delta.$$

Интегрирование (3) нужно проводить совместно с решением (2).

С помощью (2) и (3) оценено время сгорания в воздухе частицы угля с  $R_0 = 100$  и  $80$  мкм под действием излучения  $\text{CO}_2$ -лазера с интенсивностью  $I = 3 \cdot 10^5$  и  $2,1 \cdot 10^6$  Вт/м, которое оказалось равным соответственно  $t_s = 0,41$  и  $0,32$  с.

Эти времена удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями  $t_s = 0,45$  и  $(0,2 \div 0,7)$  с, полученными соответственно в работах [6, 7], где наблюдалось горение частиц угля с  $R_0 = 100$  мкм [6] и  $R_0 = 80$  мкм [7]. Расчеты проведены при  $\rho_1 = 1,4 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $q_2 = -4 \cdot 10^6$  Дж/кг. Значения  $\kappa$ ,  $D$  при различных температурах взяты из [8]. Величина  $h$  оценивалась по формуле, взятой из [9]

$$h = K^* \exp [E/R \cdot (1/T^* - 1/T)],$$

где  $K^* = 0,315$  м/с;  $T^* = 1240$  К;  $E = 126000$  Дж/моль;  $R = 8,31434$  Дж/(моль · К) — универсальная газовая постоянная.

Поступила в редакцию 4/III 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Букатый, А. Н. Сагалаков и др. ФГВ, 1979, 15, 6, 46.
2. С. К. Ло. РТК, 1974, 12, 11, 192.
3. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1975, 11, 3, 366.
4. Н. А. Фукс. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
5. Д. Гиршфельдер, Ч. Карпис, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., 1961.
6. В. И. Букатый, И. А. Суторихин. Матер. 6-го Всес. симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1980.
7. А. В. Кузиковский, В. А. Погодаев. ФГВ, 1977, 13, 5, 783.
8. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
9. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.: Госэнергоиздат, 1958.

### ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ДОГОРАНИЯ ВОДОРОДА С КИСЛОРОДОМ НА ПОВЕРХНОСТИ ОГНЕУПОРОВ

А. Г. Зеньковский, Н. И. Горбань

В. Г. Насонов, В. П. Балахнин, Ю. М. Гершензон,

(Москва)

Известно [1], что при горении топлива вблизи керамических поверхностей удается достигнуть более эффективного сжигания горючей смеси, чем в случае сжигания в свободном пространстве. В практике широко применяется этот способ сжигания топлив, что обуславливает особый интерес к выявлению его механизма.