

ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Теснер. ФГВ, 1979, 15, 2.
2. R. Shalla, F. H. Clark, J. McDonald. Nasa Report, 1954, 1186.
3. К. Н. Ерастов, Ю. Н. Петрушов. Технический отчет ЦИАМ, № 118, М., 1960.
4. J. J. Macfarlan, F. H. Holderness, F. S. Witcher. Comb. Flame, 1964, 8, 3.
5. Ф. Г. Бакиров, И. З. Полещук и др. ФГВ, 1982, 18, 1.
6. В. Е. Алемасов и др. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Т. 1. М.: Изд-во АН СССР, 1971.
7. П. А. Теснер. Добыча, транспорт и переработка природных газов. Тр. ВНИИГАЗ, вып. V, 1954.
8. П. А. Теснер. Образование углерода из углеводородов газовой фазы. М.: Химия, 1972.
9. А. М. Цыбулевский, П. А. Теснер. ФГВ, 1966, 2, 2.
10. Т. В. Виленский, Д. М. Хзмалян. Динамика горения пылевидного топлива. М.: Энергия, 1977.

УДК 551.573

О ГОРЕНИИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. И. Букатый, Е. П. Жданов, А. М. Шайдук

(Барнаул)

При распространении мощного электромагнитного излучения в аэрозольной среде наблюдается ряд эффектов, один из которых — горение аэрозольных частиц. Процесс существенно отличается от горения в топках наличием дополнительного источника тепла за счет радиационного нагрева и существованием больших градиентов температуры в области вблизи частицы. В работе [1] рассчитана скорость горения сферических угольных частиц в предположении, что коэффициенты теплопроводности λ и диффузии D зависят от температуры

$$\lambda = \lambda_0(T/T_0)^{1/2}, D = D_0(T/T_0)^{3/2}, \quad (1)$$

где T_0 — температура среды на бесконечности. Однако при высоких температурах (порядка 3000 К), характерных для процессов горения частиц в мощных электромагнитных полях, указанная закономерность становится неверной. Например, по данным [2], коэффициент теплопроводности в 8 раз больше значения, вычисленного по формуле (1). Поэтому представляет интерес рассчитать скорость горения частицы с учетом реальной зависимости коэффициентов переноса от температуры и провести анализ процессов горения при достаточно высоких температурах.

Рассмотрим сферическую частицу радиуса a , взвешенную в воздухе в поле электромагнитного излучения. За счет радиационного нагрева частица воспламеняется. Характерная неоднородность температуры частицы $\Delta T \sim T(\lambda_a/\lambda_c) \leq 50$ К для широкого интервала температур, где λ_a и λ_c — коэффициенты теплопроводности воздуха и углерода соответственно. Кроме того, как показано в [1], скорость движения частицы радиуса $a \sim 10^{-5}$ м за счет сил светового давления невелика вплоть до интенсивностей электромагнитного излучения $I = 2 \cdot 10^8$ Вт/м². Эти два обстоятельства позволяют считать процесс горения сферически симметричным, несмотря на асимметрию задачи, связанную с радиационным нагревом. Характерное время установления температурных полей $\tau \approx \rho c a^2/\lambda$, где ρ — плотность воздуха, c — теплоемкость. При $a \sim 10^{-5}$ м $\tau \sim 10^{-5}$ с. Время установления полей концентраций $\sim a^2/D$ также оказывается малым. Поскольку характерное время изменения радиуса горящей частицы суще-

ственно больше [4], скорость горения можно искать в квазистационарном приближении.

Исходные уравнения для нахождения полей концентраций и температур с учетом всех замечаний, сделанных выше, запишутся в виде

$$\operatorname{div} (D/kT \cdot \operatorname{grad} p) = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} T) = 0. \quad (3)$$

Уравнение (2) записано в форме, более точной в случае неизотермической диффузии [3] и при условии отсутствия гомогенных химических реакций [4]. К уравнениям (2) и (3) поставим следующие граничные условия:

$$r \rightarrow \infty: p(r) = p_0, \quad r = a: D \cdot \partial p / \partial r = \alpha p,$$

$$r \rightarrow \infty: T(r) = T_0, \quad r = a: T(r) = T_s.$$

Здесь r — координата, отсчитываемая от центра частицы; p — парциальное давление окислителя; $\alpha = \alpha(T)$ — коэффициент реакционной способности вещества частицы, существенно зависящий от температуры [4]; T_s — температура поверхности частицы. Решение уравнения (3) имеет вид

$$\int_{T_0}^T \lambda(\xi) d\xi = -\frac{q}{4\pi r} + c_0, \quad (4)$$

где q и $c_0 = \text{const}$. Из граничных условий имеем $c_0 = 0$ при $r \rightarrow \infty$, а

$$q = -4\pi a \int_{T_0}^{T_s} \lambda(\xi) d\xi. \quad (5)$$

Из (4) и (5) получаем

$$\int_{T_0}^{T(r)} \lambda(\xi) d\xi = \frac{a}{r} \int_{T_0}^{T_s} \lambda(\xi) d\xi. \quad (6)$$

Выражение (6) есть решение уравнения (3), поскольку оно в неявном виде описывает зависимость температуры от расстояния r .

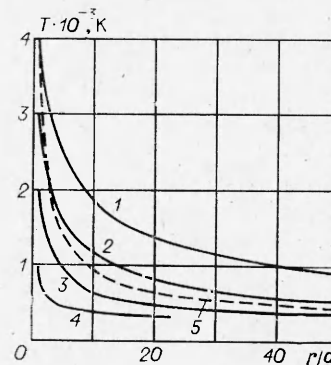
На рис. 1 приведены результаты численного расчета полей температур по формуле (6) с использованием данных о коэффициенте теплопроводности из [2]. Для сравнения на рис. 1, 5 дана зависимость температуры от расстояния r при условии $\lambda = \lambda_0 (T/T_0)^{1/2}$. Разделяя переменные в (2), находим

$$p(r) = \frac{j}{4\pi\mu_1} \int_a^r \frac{kT(\xi)}{\xi^2 D(\xi)} d\xi + p_s, \quad (7)$$

где p_s — парциальное давление окислителя у поверхности частицы; $D(\xi)$ — коэффициент диффузии среды, зависящий от координат в силу неоднородности поля температур; k — постоянная Больцмана; j — поток окислителя к поверхности горячей частицы. Отметим, что функцию $D(r) = D[T(r)]$ можно найти лишь после построения поля температур, т. е. после решения уравнения (3). Из гра-

Рис. 1. Зависимость температуры среды от безразмерного расстояния при различных температурах поверхности частицы.

T_s, K : 1 — 4000, 2 — 3000, 3 — 2000, 4 — 1000, 5 — 4000 при условии $\lambda = \lambda_0 (T/T_0)^{1/2}$.



ничных условий находим

$$p_s = j \cdot kT_s / 4\pi a^2 \mu_1 \cdot \alpha,$$

$$p_0 = \frac{j}{4\pi \mu_1} \int_a^\infty \frac{kT(\xi)}{\xi^2 D(\xi)} d\xi + j \frac{kT_s}{4\pi a^2 \mu_1} \alpha,$$

откуда

$$j = 4\pi a^2 \mu_1 \frac{p_0 / kT_s}{\frac{1}{\alpha} + \int_1^\infty \frac{\Theta(z)}{z^2 D(z)} dz}. \quad (8)$$

В формуле (8) использованы безразмерные переменные $\Theta = T/T_s$ и $z = r/a$. Данная формула определяет поток окислителя к поверхности горячей частицы. Поток массы вещества связан с потоком окислителя стехиометрией химической реакции горения. Так, если частица состоит из углерода, то при высоких температурах горение протекает по схеме $2C + O_2 \rightarrow 2CO$ [4]. В этом случае отношение потоков выражается формулой

$$\gamma = j_c / j = 2\mu_2 / \mu_1,$$

где j_c — поток массы углерода; μ_2 — атомарная масса углерода. Скорость горения, определяемая как поток массы вещества частицы с единицы поверхности, находится из выражения

$$K = \frac{\gamma \mu_1 p_0 / kT_s}{\frac{1}{\alpha} + a \int_1^\infty \frac{\Theta(z) dz}{z^2 D(z)}}. \quad (9)$$

Структура (9) совпадает со структурой формулы, полученной в [4].

Если $a \int_1^\infty \frac{\Theta(z)}{z^2 D(z)} dz \ll \frac{1}{\alpha}$, то реализуется так называемый кинематический режим горения, при котором скорость горения определяется скоростью горения химической реакции. В противоположном случае реализуется диффузионный режим горения, когда скорость горения целиком определяется процессами переноса. Введем эффективный коэффициент диффузии

$$D_{\text{эфф}} = 1 / \int_1^\infty \frac{\Theta(z)}{z^2 D(z)} dz. \quad (10)$$

Скорость горения в диффузионном режиме

$$K = \gamma \mu \cdot p_0 / kT_s \cdot D_{\text{эфф}} / a.$$

В зависимости от конкретных условий горения может осуществляться как один, так и другой режим. Диффузионный режим более характерен для горения крупных частиц при достаточно высокой температуре.

На рис. 2 показаны области горения, отвечающие двум режимам. Видно, что учет температурной зависимости коэффициентов переноса существенно влияет на определение режима горения, особенно для мелких частиц. Для очень крупных частиц это влияние менее существенно, тем не менее для вычисления скорости горения таких частиц в поле мощного оптического излучения следует пользоваться формулой (9), поскольку тепловой баланс горячей частицы будет зависеть от интенсивности излучения. Температура поверхности частицы в этом случае может быть высокой и влияние температурной зависимости коэффициентов переноса окажется значительным.

На рис. 3 изображена зависимость эффективного коэффициента диффузии от температуры поверхности частицы, рассчитанная численно по

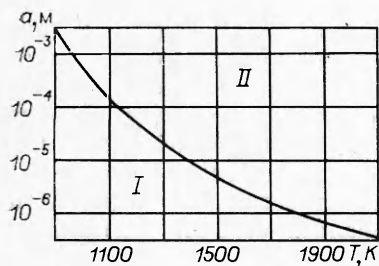


Рис. 2. Режимы горения углеродных частиц.
I — область кинетического режима;
II — область диффузионного горения.

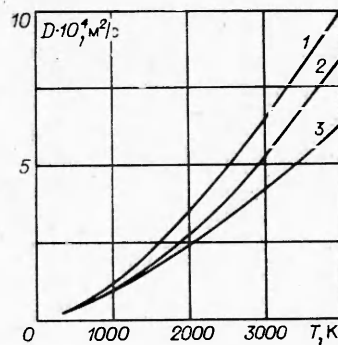


Рис. 3. Зависимость коэффициентов диффузии от температуры.
1 — D ; 2 — $D_{эфф}$; 3 — $D_{эфф}$ при $\lambda = \text{const}$.

формулам (10) и (7). В качестве $D(T)$ выбиралась формула (1), а также $\bar{D}(T) = D_0(T/T_0)^2$ (график построен для температурной зависимости (1)). Полученные численные значения $D_{эфф}$ примерно в 2 раза отличаются от величины, рассчитанной при условии $\lambda = \lambda_0(T/T_0)^{1/2}$. Более того, функция $D_{эфф}(T)$ приближается к $D(T)$. Данный результат можно понять, если учесть, что сильный рост коэффициента теплопроводности с температурой приводит к увеличению размеров области нагретого воздуха в окрестности частицы. На рис. 1 видно, что даже при $r/a = 10$ температура все еще достаточно высока. Таким образом, температурное поле становится более однородным, что и определяет указанное свойство функции $D_{эфф}(T)$.

Увеличение области нагретого воздуха имеет и другие следствия, особенно важные для крупных частиц. Так, изменяются условия догорания окиси углерода и восстановления двуокиси, что может повлечь за собой необходимость учета гомогенных реакций. При высоких температурах, когда становится существенным испарение частицы, возможно горение испаренного углерода в зоне высокой температуры, поскольку критерий Семенова [3] для крупных частиц становится достаточно большим.

Поступила в редакцию 26/V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Букатый, А. М. Сагалаков и др. ФГВ, 1979, 15, 6.
2. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
3. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Энергия, 1973.
4. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957.

УДК 536.46 : 541.124

О ВЛИЯНИИ ГРАНИЧНОЙ КИНЕТИКИ В ПРОЦЕССАХ СТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ

В. К. Смоляков, Е. А. Некрасов, Ю. М. Максимов
(Томск)

Скорость взаимодействия конденсированных систем может определяться скоростью диффузионного транспорта компонентов к поверхностям раздела фаз и скоростью собственно химических реакций на межфазных