

стемы ($T_{\text{кол}}$ и Q) подтверждают предположение о возникновении неравновесия в ходе реакции.

Для более детального описания кинетики реакции N_2O с CO необходимы данные о равновесной константе скорости обменной реакции (3), вероятности образования возбужденных продуктов, о степени влияния колебательной энергии на процесс преодоления активационного барьера реакции (3).

Поступила в редакцию
19/IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Кондратьев, Е. Е. Никитин. Кинетика химических газофазных реакций. М., «Наука», 1974.
2. Теоретическая и прикладная плазмохимия. М., «Наука», 1976.
3. Физическая химия быстрых реакций. М., «Мир», 1976.
4. И. С. Заслонко, С. М. Когарко и др. Кинетика и катализ. 1973, 14, 3.
5. И. С. Заслонко, С. М. Когарко и др. Докл. АН СССР, 1972, 202, 1121; 1973, 210, 1127.
6. И. С. Заслонко, С. М. Когарко и др. Кинетика и катализ, 1972, 13, 829.
7. И. С. Заслонко, С. М. Когарко и др. Докл. АН СССР, 1973, 212, 1138.
8. И. С. Заслонко, С. М. Когарко и др. ФГВ, 1976, 12, 6, 906.
9. И. С. Заслонко, С. М. Когарко и др. ФГВ, 1974, 10, 5, 623.
10. Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1970, 194, 1, 143.
11. L. I. Drummond. Austr. J. Chem., 1968, 21, 2631.
12. M. C. Lin, S. H. Bauer. J. Chem. Phys., 1969, 50, 3377.
13. D. Milks, K. A. Matula. XV-th Symposium (International) on Combustion, August, 1972.
14. Л. З. Румшинский. Математическая обработка результатов эксперимента. М., «Наука», 1971.

К РАСЧЕТУ ГОРЕНИЯ ПОРИСТОЙ ЧАСТИЦЫ

А. М. Головин, В. Р. Песочин

(Москва)

Одним из перспективных топлив для крупных базовых МГД-электростанций является уголь [1], сжигаемый в камерах сгорания циклонного типа, работающих на подогретом воздухе со значительным кислородным обогащением, при температуре 3000 К и давлении 10 ата. В связи с этим возникает необходимость изучения взаимодействия пористых углеродных частиц с кислородсодержащими газами, в частности с двуокисью углерода.

Результаты экспериментального изучения взаимодействия углекислоты с углеродом в области высоких температур и давлений представлены в работах [2, 3]. Эксперименты проводились на сферических частицах углерода с начальным диаметром 1,25 и 1,5 см, что примерно соответствует размерам частиц угольной дробленки, которую можно непосредственно сжигать в циклонных топках [4]. Реакция происходила в слое толщиной порядка 100 мкм, непосредственно прилегающем к поверхности. Это обстоятельство позволяет при теоретическом описании процесса ограничиться рассмотрением выгорания в одномерной постановке.

Теоретическому исследованию таких реакций посвящены работы [5—8] и др. Пористую среду обычно моделируют либо с помощью модели уложенных сфер, либо с помощью капиллярной модели пор. Согласно первой модели скелет пористой среды состоит из сферических зерен одинакового радиуса, уложенных в узлах пространственной решетки того или иного типа. По капиллярной модели пористая среда заменяется системой прямых параллельных капилляров постоянного сечения с тем или иным распределением пор по радиусам.

Для реальной пористой среды, которой соответствует пористая углеродная частица, очевидно, более адекватна капиллярная модель.

Вывод осредненных уравнений, описывающих движение, распределение концентраций и температур в пористой среде, и расчет скорости горения на пористой поверхности должны быть основаны на принципиально различном способе осреднения в моделях уложенных сфер и капиллярных пор. Общепринятый способ осреднения [9], приемлемый для описания диффузии в модели сфер, не пригоден для капиллярной модели с достаточно широким распределением пор по радиусам. В последнем случае задача должна быть несколько видоизменена. Следует рассчитать конвективную диффузию в отдельной поре, вычислить поток окислителя в сечении поры, когда она выходит на поверхность частицы, и лишь после этого проводить осреднение потока по радиусам пор. Такой способ осреднения применялся ранее [10] в задаче о движении жидкости в пористой среде.

Если бы практически все поры имели радиус, превышающий длину свободного пробега молекул диффундирующего газа, то отличие предполагаемого способа осреднения от обычно используемого было бы невелико. Однако если диффузия в заметной доле пор соответствует кнудсеновскому режиму, то этот способ осреднения представляется единственно приемлемым. Обычно используемое осреднение приводит к понятию средней концентрации, которое принимается одинаковым для мелких и крупных пор, в результате чего вклад мелких пор в общую скорость горения оказывается неоправданно завышенным.

Спектр пор углеродных частиц оказывается достаточно широким. До нагрева и горения этих частиц средний радиус пор, согласно работе [11], приходится на интервал от 0,01 до 0,05 мкм, что обычно меньше длины свободного пробега диффундирующего газа. Однако при попадании частиц в высокотемпературную среду за счет термических напряжений и частичного выгорания происходит увеличение среднего размера пор до 0,1—3 мкм [11]. Следовательно, возникают и такие поры, в которых происходит молекулярная диффузия, сопровождаемая конвективным потоком окислителя и продуктов реакции.

В настоящей работе в квазистационарном приближении учитывается изменение размеров пор, степени пористости и реакционной поверхности. Кроме того, оценивается влияние конвективного переноса в порах на скорость горения. Явление самодиффузии атомов углерода и его сублимация не учитываются, поэтому верхний предел температур, до которых исследуется горение, ограничен температурой 2500 К. В работе пренебрегается возможной неизотермичностью условий, когда происходит реакция внутри пор, так как теплопроводность частицы значительно превышает теплопроводность газовой среды.

Основные уравнения. Концентрация газа внутри отдельной поры, радиус которой велик по сравнению с длиной свободного пробега, описывается уравнением конвективной диффузии

$$\operatorname{div}(\rho v c - \rho D_m \operatorname{grad} c) = 0, \quad (1)$$

где ρ — плотность газовой смеси; v — среднемассовая скорость; c — массовая концентрация диффундирующего газа; D_m — коэффициент молекулярной диффузии.

Введем функцию распределения пор по радиусам $f(r, x, t)$ так, что в сечении x в момент времени t число пор с радиусами в интервале от r до $r+dr$ на единицу сечения равно $Nf(r, x, t)dr$ (N — общее число пор на единицу сечения). Эффективная пористость θ и внутренняя поверхность пор S могут быть выражены через функцию $f(r, x, t)$

$$\theta = \pi \zeta N \int_0^{\infty} r^2 f dr, \quad S = 2\pi K \zeta N \int_0^{\infty} r f dr.$$

Здесь K — фактор шероховатости, ζ — извилистость, определяемая как отношение истинной длины поры к ее проекции на выделенную ось x . Как показано в работе [12], если принять, что все направления пор в объеме равновероятны, то $\zeta=2$. Фактор шероховатости учитывает отличие поверхности капилляра от поверхности цилиндра того же радиуса. Следуя работе [13], будем считать $K \approx 2$.

Пусть y — координата, отсчитываемая вдоль длины поры. Уравнение конвективной диффузии (1), проинтегрированное по поперечному сечению отдельной поры с учетом химической реакции на ее поверхности, будет иметь вид

$$\partial/\partial y \cdot r^2 (\rho v c - \rho D_m \cdot \partial c/\partial y) + 2Kr\omega = 0, \quad (2)$$

где v — осредненная по поперечному сечению поры среднемассовая скорость; ω — скорость химической реакции — некоторая функция от координат и времени.

Выгорание внутрипористого пространства приводит к изменению r со временем. Необходимость учета этого эффекта при расчете скорости горения отмечалась еще в работе [14].

В принятой модели пористой среды не учитывается возможность пересечения пор, а потому изменение радиуса поры со временем описывается уравнением

$$\rho' \dot{r} = K\omega, \quad (3)$$

где ρ' — плотность материала при нулевой пористости. В модели сфер или в капиллярной модели для такой среды, где необходимо учитывать пересечения и ветвления пор, вместо ρ' в формулу (3) будет входить выражение $\rho'(1-\theta)$.

Уравнения (2) и (3) следует дополнить уравнением баланса массы

$$\partial/\partial y \cdot r^2 \rho v = 2\alpha K r \omega, \quad (4)$$

где $\alpha+1$ — определяемое уравнением химической реакции отношение массы образующихся газов к массе реагирующего окислителя.

Полагая, что газовая смесь в поровом пространстве бинарная, и пренебрегая зависимостью плотности от состава, можно получить выражение для скорости исчезновения CO_2 , соответствующее изотерме Ленгмюра [15]

$$\omega = \beta c / (1 + \gamma c). \quad (5)$$

Здесь β, γ — некоторые функции от температуры, характеризующие отношение скоростей химических реакций. Так как температура пористой частицы практически однородна, то функции β и γ можно считать постоянными.

Влияние конвекции внутри пор на скорость горения. Из уравнений баланса массы (4) и диффузии (2) можно прийти к уравнению

$$\rho v (c + 1/\alpha) = \rho D_m \cdot \partial c/\partial y. \quad (6)$$

Если из уравнений (2) и (6) исключить v , то

$$\partial/\partial y \cdot [r^2 \rho D_m / (1 + \alpha c)] \cdot \partial c/\partial y = 2Kr \cdot \beta c / (1 + \gamma c). \quad (7)$$

Полученное уравнение с граничными условиями

$$c = c_w \text{ при } y = 0, \quad c = 0 \text{ при } y \rightarrow -\infty$$

описывает распределение концентрации окислителя внутри отдельной поры с учетом конвективного переноса внутри поры.

При достаточно малых временах можно пренебречь отличием пористости от ее первоначального пространственно-однородного распределения и считать радиус поры не зависящим от координаты y .

Если принять, что порядок скорости реакции близок к нулевому ($\gamma c_w \gg 1$), то из (7) следует

$$c = \frac{1}{\alpha} \left\{ \exp \left[\frac{(y + y_0)^2}{\delta_0^2} \right] - 1 \right\},$$

где $\delta_0^2 = \frac{r \rho D_m}{\alpha \beta K}$; $y_0^2 = \delta_0^2 \ln(1 + \alpha c_w)$. Величина y_0 определяет глубину зоны реагирования, которая, как видно из полученного результата, зависит от радиуса поры.

При больших, но конечных значениях γ полученное распределение концентрации применимо всюду, за исключением малой окрестности точки $y = -y_0$, где порядок реакции близок к первому и концентрация экспоненциально убывает по мере удаления от поверхности частицы.

Полный поток углекислого газа в сечении, где пора выходит на поверхность частицы, как видно из уравнения (6), равен

$$j_0 = \pi r^2 \rho v / \alpha \text{ при } y = 0.$$

Из уравнения баланса массы (4) следует, что

$$r^2 \rho v = 2 \alpha K r \beta y / \gamma.$$

Таким образом, при $\gamma c_w \gg 1$ полный поток через сечение поры

$$j_0 = 2 \pi r^2 \sqrt{\beta K \rho D_m / \alpha \gamma r} \cdot \ln(1 + \alpha c_w).$$

Переходя к расчету J — плотности потока на поверхности пористой частицы, следует величину j_0 осреднить с помощью функции распределения пор по радиусам:

$$J = N \int_0^\infty j_0 dr = J_0 \sqrt{\frac{\ln(1 + \alpha c_w)}{\alpha c_w}}, \quad (8)$$

где

$$J_0 = 2 \pi N \sqrt{\beta K \rho D_m c_w / \gamma} \int_0^\infty f r^{3/2} dr.$$

Без учета конвекции при обычном осреднении полный поток с единицы площади поверхности пористой частицы [8] для реакции нулевого порядка имел бы следующий вид:

$$J = (1/\xi) \sqrt{2 \rho D_m \theta S \beta c_w / \gamma}.$$

Различие в способах осреднения приводит к несколько иной зависимости потока от моментов функции распределения.

Влияние конвективного переноса внутри пор, как видно из формулы (8), уменьшает скорость горения. Однако поскольку для горения угля в атмосфере углекислого газа αc_w может считаться малым параметром, то отношение скорости горения с учетом конвекции к ее значению без учета конвекции будет мало отличаться от единицы

$$J/J_0 = 1 - \alpha c_w / 4.$$

Можно показать, что вывод о второстепенной роли конвекции внутри пор будет справедлив и для реакции первого порядка ($\gamma c_w \ll 1$), а

потому следует ожидать, что этот вывод останется применимым и для реакции более общего вида. Учет этого эффекта необходим, по-видимому, лишь для некоторых реакций, при которых массовый поток продуктов реакции заметно превышает поток окислителя, например, при реакции углерода с водородом, сопровождающейся образованием метана [19].

Влияние изменения степени пористости на скорость горения. Один из основных факторов, определяющих скорость горения, — изменение пористости по мере выгорания топлива. В работах [16, 17] приведено численное решение уравнения диффузии с учетом изменения пористости для реакции первого порядка, при этом принято, что эффективный коэффициент диффузии пропорционален пористости. Для малых времен, когда пористость практически не отличается от начального пространственно-однородного распределения, было получено аналитическое решение. Однако предпринятая в этих работах попытка аналитического решения методом разделения переменных на стадии, когда на поверхности частицы происходит слияние пор, не может считаться удовлетворительной, так как рассматриваемые в качестве решения функции не удовлетворяют уравнению диффузии. К тому же решение рассматриваемой задачи принципиально невозможно получить методом разделения переменных.

Если пренебречь конвекцией, то основные уравнения, описывающие диффузию в отдельной поре, принимают вид

$$d/dy \cdot r^2 \rho D \cdot dc/dy = 2Kr \cdot \beta c / (1 + \gamma c), \quad (9)$$

$$\rho' \cdot dr/dt = K \cdot \beta c / (1 + \gamma c), \quad (10)$$

где D — эффективный коэффициент диффузии, для которого в зависимости от соотношения радиуса поры и длины свободного пробега может быть принято выражение

$$D = D_m r / (r + \lambda).$$

Величина λ выбирается таким образом, чтобы при $r \ll \lambda$ значение D совпадало бы с кнудсеновским коэффициентом диффузии.

Рассмотрим установившийся режим горения, когда все величины зависят от y и t через комбинацию $x = y + \omega t$. Этот режим означает, что распределения концентрации и пористости не меняются в системе отсчета, движущейся со скоростью горения ω .

Как видно из уравнений (9) и (10),

$$d/dx \cdot \rho D_m \cdot r^3 / (r + \lambda) \cdot dc/dx = \rho' \omega \cdot d/dx \cdot r^2.$$

При $x \rightarrow -\infty$ следует полагать $c = 0$, $r = r_0$, поэтому

$$\rho D_m \frac{r^3}{r + \lambda} \frac{dc}{dx} = \rho' \omega (r^2 - r_0^2). \quad (11)$$

Из уравнений (10) и (11) следует

$$\mu \cdot \gamma c / (1 + \gamma c) \cdot dc/dx = (z^2 - 1) / z^3 \cdot (z + \lambda / r_0),$$

где

$$\mu = \rho D_m \beta K / \gamma r_0 (\rho' \omega)^2; \quad z = r / r_0.$$

Распределение концентрации связано с радиусом поры соотношением

$$\mu [c + 1/\gamma \cdot \ln(1 + \gamma c)] = z + 1/z - 2 + \lambda / r_0 [\ln z + (1 - z^2) / 2z^2]. \quad (12)$$

На поверхности образца значение переменной $z = z_w$ можно оценить из условия $\theta \approx 1$. Считая спектр пор близким к монодисперсному, принимаем

$$z_w \approx 1 / (r_0 \sqrt{\pi \xi N}).$$

Тогда по известному значению концентрации на поверхности $c=c_w$ из формулы (12) можно получить значение μ и, следовательно, оценить w — скорость перемещения горячей поверхности.

Скорость горения углерода, обусловленная внутрипористым реагированием, связана со скоростью перемещения поверхности выгорания соотношением

$$I = \rho'(1 - \theta_0)w,$$

где θ_0 — пористость углеродной частицы до начала реакции.

Полагая, что частица углерода имеет сферическую форму и горение сферически симметрично, а газовая смесь бинарна, можно установить связь между концентрацией окислителя на поверхности частицы и концентрацией вдали от частицы [18] при малых числах Пекле

$$P = \alpha/2 \cdot \text{Nu} \cdot (c_\infty - c_w)/(1 - c_w),$$

где $\text{Nu} = 2P/(e^P - 1) [1 + \text{Pe}P/2(1 - e^{-P})]$; $\text{Pe} = ua/D_m$; $P = Ia/\rho D_m$; u — скорость натекающего на частицу потока; a — радиус частицы. Область применимости представленного выражения для Nu соответствует условиям $\text{Pe} < 1$, $P \text{Pe} < 1$. Отсюда видно, что для малых частиц $c_w \approx c_\infty$, что как известно, соответствует кинетическому режиму горения. При достаточно высоких концентрациях окислителя вдали от частицы в этом случае в соответствии с формулой (12) следует ожидать, что $\mu \sim 1$, а потому

$$\rho'w \sim \sqrt{\rho D_m \beta K / (\gamma r_0)}.$$

Если бы реакция шла только на поверхности частицы,

$$\rho'w = \alpha \beta c_w / (1 + \gamma c_w).$$

Таким образом, одному и тому же реально наблюдаемому значению скорости перемещения выгораемой поверхности будут соответствовать различные значения констант скорости химической реакции в зависимости от принятой схемы горения.

Уравнения (10) и (12) позволяют определить изменение s глубиной x радиуса поры. Так, при $\gamma c_w \gg 1$ и $x + x_0 > 0$

$$z = 1 + \beta K / \gamma r_0 \rho'w \cdot (x + x_0).$$

Индексом ноль обозначены величины, относящиеся к расстоянию, где эффективный радиус поры практически совпадает с соответствующей величиной в глубине частиц, т. е. вне зоны выгорания. Величину x_0 можно определить по известному значению z на поверхности частицы.

Конечно, при $x \approx x_0$ реакция будет близка к реакции первого порядка. Из уравнений (10) и (11) следует, что

$$\rho D_m \frac{r_0^2}{r_0 + \lambda} \frac{d^2 z}{dx^2} = 2K\beta(z - 1).$$

Таким образом, радиус поры будет экспоненциально стремиться к своему предельному значению r при $x \rightarrow -\infty$. По тому же закону, как видно из уравнения (11), будет убывать концентрация в этой области.

Если $\gamma c_w \ll 1$ и $\lambda \gg r_0$, то

$$1/(z - 1) + \ln [1/(z - 1)] = \gamma \rho'w (x_0 - x) / 2\rho D_m,$$

где x_0 определяется по известному значению $z = z_w$ при $x = 0$.

Изменение радиуса пор, а следовательно, пористости θ с глубиной x может быть использовано для приближенной оценки порядка скорости химической реакции.

К вопросу о соотношении внешнего и внутреннего реагирования в зависимости от размера углеродной частицы. Пусть радиус сферической частицы a сравним с толщиной зоны реагирования. Примем далее,

что степень пористости $\theta \ll 1$, пористость однородна и реакция на поверхности пор первого порядка.

Тогда распределение концентрации вдоль длины поры с радиусом поперечного сечения r будет описываться уравнением

$$\rho D_m r^2 \cdot d^2 c / dy^2 = 2Kr\beta c$$

с граничным условием

$$c = c_w$$

при выходе поры на поверхности частицы, т. е. при $y=0$ и при $y=2l$.

Отсюда следует, что

$$c = c_w \cdot \operatorname{ch}(y/\delta - l/\delta) / \operatorname{ch}(l/\delta), \quad \delta = \sqrt{\rho D_m r / 2K\beta}.$$

Диффузионный поток по сечению этой поры при $y=0$ или $y=2l$ равен

$$j = \pi r^2 \rho D_m \cdot c_w / \delta \cdot \operatorname{th}(l/\delta).$$

Осредняя этот поток по всевозможным значениям угла между направлением поры и радиуса, проведенного из центра сферической частицы в рассматриваемое сечение, и умножая на число пор N , можно получить следующее выражение для плотности диффузионного потока на поверхности частицы, обусловленного внутрипористым реакированием,

$$J = \pi r^2 N \rho D_m \cdot c_w / \delta \cdot \langle \operatorname{th}(l/\delta) \rangle,$$

где скобками обозначено среднее значение по угловым переменным.

Для оценки величины J можно заменить

$$\langle \operatorname{th}(l/\delta) \rangle \approx \operatorname{th}(a/2\delta).$$

Это выражение для плотности потока можно сравнить со скоростью поверхностной реакции, которая при $\theta=0$ имеет вид

$$J_w = \beta c_w.$$

Отсюда следует, что

$$J/J_w \approx \rho D_m \theta / \beta \delta \cdot \operatorname{th}(a/2\delta).$$

Для частиц достаточно малого радиуса по сравнению с толщиной зоны реакирования в полубесконечной среде это отношение принимает вид

$$J/J_w \approx \rho D_m \theta a / 2\beta \delta^2 \approx Ka\theta/r.$$

Если радиус частицы превышает толщину зоны реакирования,

$$J/J_w \approx K\delta\theta/r.$$

Таким образом, если радиус частицы заметно превышает средний радиус пор, то поверхностное реакирование пренебрежимо мало по сравнению с внутренним, за исключением случая практически непористых сред.

Фактически тот же результат следует из работы [5]. Однако нередко приводятся экспериментальные данные [19, 20], свидетельствующие о малой роли внутреннего реакирования для частиц угля радиуса порядка 100 мкм при $\theta \approx 0,2$. Эти результаты противоречат приведенным оценкам, если принять во внимание, что в соответствии с экспериментальными данными [2, 3] толщина зоны реакирования с ростом температуры приблизительно до 1500° уменьшается до значения порядка 100 мкм, а затем увеличивается при дальнейшем повышении температуры. По-видимому, авторы упомянутых выше работ необоснованно включали объемы макрораковин в объем порового пространства. Об этом свидетельствует работа [20], где отмечается образование макрорако-

вин и отсутствие возникновения пор диаметром менее 5 мкм в частицах антрацита размером 100—125 мкм.

Авторы считают своим долгом поблагодарить Е. С. Головину за полезное обсуждение полученных результатов.

*Поступила в редакцию 3/VIII 1976,
после доработки — 29/X 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. Магнитогидродинамический метод получения электроэнергии. Сб. пер. Под ред. В. А. Кириллина и А. Е. Шейндлина. М., «Энергия», 1971.
2. Е. С. Головина, Л. С. Соловьева, В. Г. Самсонов. Хим. тв. топ., 1974, 2, 147.
3. В. Г. Самсонов. Канд. дис., ЭНИН, М., 1974.
4. М. А. Стырикович, К. Я. Катковская, Е. П. Серов. Парогенераторы электростанций. М.—Л., «Энергия», 1966.
5. А. С. Предводителей, Л. Н. Хитрин и др. Горение углерода. М., Изд-во АН СССР, 1949.
6. Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1939, 13, 163.
7. С. Я. Пшежецкий, Р. Н. Рубинштейн. ЖФХ, 1946, 20, 1127.
8. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
9. В. Н. Николаевский, К. С. Басниев и др. Механика насыщенных пористых сред. М., «Недра», 1970.
10. А. Е. Шейдеггер. Физика течения жидкостей через пористые среды. М., Гостоптехиздат, 1960.
11. М. С. Оренбах. Реакционная поверхность при гетерогенном горении. Новосибирск, «Наука», 1973.
12. Ю. А. Чизмаджев, В. С. Маркин и др. Макрокинетика процессов в пористых средах (Топливные элементы). М., «Наука», 1971.
13. A. Wheeler. *Adv. Catalysis*, 1951, 3, 250.
14. Л. Н. Хитрин. Хим. тв. топ., 1967, 6.
15. Ф. Уокер, Ф. Русинко, Л. Остин.—В сб.: Реакция углерода с газами. М., ИЛ, 1963.
16. В. А. Злобинский, М. С. Оренбах. Хим. тв. топ., 1972, 6.
17. В. А. Злобинский, М. С. Оренбах. Докл. АН СССР, 1973, 212, 2.
18. А. М. Головин. Вест. МГУ, мат., мех., 1973, 1.
19. Основы практической теории горения. Под ред. В. В. Померанцева. Л., «Энергия», 1973.
20. В. А. Злобинский, М. С. Оренбах. Хим. тв. топ., 1971, 2.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАМЕН, СОДЕРЖАЩИХ РАССЕИВАЮЩИЕ ЧАСТИЦЫ

В. М. Мальцев, А. Н. Столяров

(Москва)

Пламена твердых металлизированных топлив широко используются в качестве источников излучения в видимой и инфракрасной (ИК) областях спектра [1]. У большинства таких пламен основная доля лучистой энергии излучается мелкодисперсными конденсированными частицами, вследствие чего наибольший интерес представляет исследование закономерности излучения мелкодисперсной к-фазы пламени.

Известно [2, 3], что излучательные характеристики среды, состоящей из мелкодисперсных конденсированных частиц, зависят от вероятности «выживания» кванта Λ в однократном акте рассеяния, оптической толщины пламени τ и индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$ (здесь $\Lambda = \sigma / (\kappa_r + \kappa_k + \sigma)$, κ_r , κ_k — соответственно коэффициенты поглощения излучения газовой и конденсированной фазами пламени на длине волны λ , σ — коэффициент рассеяния излучения к-фазой на той же длине вол-