

периментальными [1, 9], что позволяет говорить о возможности описывать с хорошим приближением выражением (12) характер горения частицы из углерода в оптическом поле излучения.

Поступила в редакцию
14/IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Кузиковский, В. А. Погодаев. ФГВ, 1977, 13, 5.
2. Таблицы физических величин. М., Атомиздат, 1976.
3. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М., Изд-во МГУ, 1957.
4. Основы практической теории горения. Под ред. В. В. Померанцева. Л., «Энергия», 1973.
5. Ю. В. Афанасьев, О. Н. Крохин.— В сб.: Физика высоких плотностей энергии. Под ред. И. Кальдиролы и Г. Кнопфеля. М., «Мир», 1974.
6. Ф. В. Бункин, В. В. Савранский. ЖЭТФ, 1973, 65, 6 (12).
7. А. Г. Блох. Тепловое излучение в котельных установках. Л., «Энергия», 1967.
8. Производство и свойства углеродных саж. Вып. 1. Под ред. В. Ф. Сурувикина. Омск, 1972.
9. В. С. Захарченко, А. М. Скрипкин. Тез. III Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1975, с. 104.

ГОРЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ (ТРЕХЗОННАЯ МОДЕЛЬ)

В. М. Кудрявцев, А. В. Сухов, А. В. Воронцовский, А. П. Шпара
(Москва)

Реализация преимуществ металлических горючих, нашедших широкое применение в различных энергетических установках, требует проведения глубоких экспериментальных и аналитических исследований. В настоящее время имеется достаточно большое число методик расчета процессов воспламенения и горения частиц металлов, однако ряд экспериментальных данных не укладывается в рамки разработанных моделей. Наибольшие трудности возникают при объяснении экспериментально зафиксированного влияния давления на горение металлов. Имеющиеся несоответствия между теорией и экспериментом говорят о том, что еще не учтен ряд существенных деталей рассматриваемых процессов.

В данной работе предпринимается попытка решения этой задачи на основе новой модели горения металлов [1]. Предлагаемая расчетная методика базируется на основных положениях диффузионной теории горения металлов [2, 3] и предназначена для проведения расчетов при низких и при высоких давлениях. В качестве примера рассмотрен случай горения алюминия в водяном паре. Поскольку методика охватывает только стадию горения, начальным моментом расчета считается отход фронта пламени от поверхности частицы. В связи с этим поверхностные химические реакции не учитываются.

Принимается, что процессы тепло- и массопереноса квазистационарны, обладают сферической симметрией и протекают в пределах приведенной пленки (рис. 1), радиус которой определяется выражением

$$r_m = r_s \cdot \text{Nu} / (\text{Nu} - 2),$$

где r_s — радиус частицы; Nu — число Нуссельта.

Известно, что горение металлов сопровождается образованием облака конденсированных продуктов сгорания (к-фазы) размером $0,05 \div 0,05$ мкм [4, 5]. На имеющихся фотографиях около поверхности частицы четко виден сферический слой с высоким содержанием субдис-

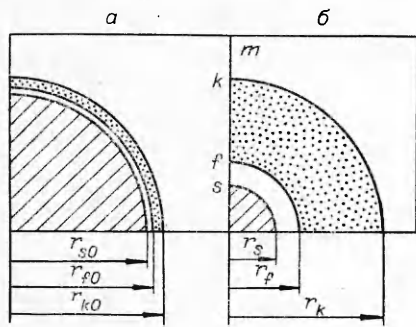


Рис. 1. Механизм формирования к-зоны.

а) $r_s = r_{s0}$; б) $r_s = 1/2 r_{s0}$.

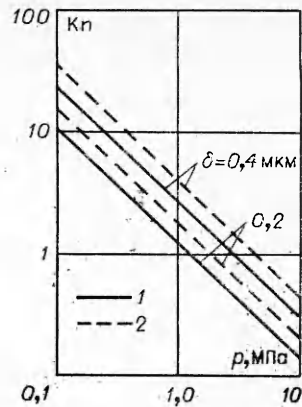


Рис. 2. Влияние p , T_{23}^k , δ на число Кн в к-зоне ($\phi = 0,4$).

1 — $T_{23}^k = 2000$ К; 2 — $T_{23}^k = 3000$ К.

персных частиц окислов [6, 7]. Оценочные расчеты показали, что относительный объем к-фазы ϕ в окрестности фронта пламени может достигать 50 ÷ 60% [1].

В имеющихся аналитических работах по горению металлов с учетом к-фазы, например в [8, 9], основное внимание уделяется исследованию образования и роста частиц окиси. Вопрос о влиянии к-фазы на процессы переноса до настоящего времени практически не рассматривался, хотя очевидно, что это влияние может быть существенным. В связи с этим в данной работе полагается, что при горении частиц металлов реализуется трехзонная модель [1].

Сущность трехзонной модели заключается в следующем. Полагается, что по мере выгорания частицы фронт пламени начинает стягиваться, оставляя за собой шлейф субдисперсных частиц окиси (см. рис. 1). В результате образуется промежуточная зона, заполненная частицами к-фазы (назовем ее к-зоной). Предполагается, что внутренней границей к-зоны является фронт пламени, так как стефанов поток массы направлен от поверхности частицы к фронту и препятствует выносу к-фазы во внутреннюю зону. Положение наружной границы к-зоны определяется величиной ϕ .

Предполагается, что взаимодействие паров металла с окислителем происходит только в пределах фронта пламени, положение которого определяется из условия стехиометрии потоков массы реагентов. Скорости химических реакций полагаются бесконечно большими, а концентрации реагентов во фронте равными нулю. Считается, что при сгорании $Al + H_2O$ получаются H_2 и конденсированная Al_2O_3 . В данной методике не рассмотрены процессы образования и роста частиц Al_2O_3 , однако расчеты проводились для широкого диапазона размеров этих частиц (0,05—0,5 мкм). Полученные результаты позволяют судить о степени влияния этих процессов на характеристики горения частицы металла.

Принимается, что скорость горения контролируется процессом диффузии реагентов к фронту пламени, диффузия является бинарной (в зоне $s-f$ присутствует смесь $Al + H_2$, в зоне $f-m$ — смесь $H_2 + H_2O$).

Субдисперсные частицы окиси оказывают влияние на коэффициент диффузии в к-зоне в том случае, когда расстояние между ними сравнительно или меньше длины свободного пробега газовых молекул, т. е. число Кнудсена больше единицы ($Kn > 1$). Предварительные расчеты показали, что данный режим реализуется в достаточно широком

диапазоне изменения давления p , температуры среды T_m , а также ϕ и δ (рис. 2). Применительно к рассматриваемой задаче число Кп определяется по формуле

$$Kп = kT/\pi\rho LA,$$

$$A = \sqrt{2} \Delta_3^2 x_3 + \left(\frac{\Delta_2 + \Delta_3}{2}\right)^2 \left(\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{\gamma_3}\right)^{0,5} (1 - x_3),$$

где x — относительная мольная концентрация; Δ — размеры молекулы; L — расстояние между частицами окиси; индексы: 1 — пар металла, 2 — водяной пар, 3 — водород, 4 — окись металла, двойной цифровой индекс означает, что параметр характеризует смесь соответствующих компонентов.

Если $Kп < 1$, то влиянием частиц к-фазы на коэффициент диффузии в к-зоне (D_{23}^k) можно пренебречь, и его величина полагается равной коэффициенту диффузии в чистом газе D_{23} . Если $Kп > 1$, то D_{23}^k — функция расстояния между частицами к-фазы, принимается $D_{23}^k = D_{23}/Kп$.

Эффективная теплопроводность к-зоны определяется по формуле [10]

$$\lambda^k = 1 + \phi(\tilde{\lambda} - 1)/[\tilde{\lambda} - (\tilde{\lambda} - 1)\phi^{1/3}],$$

где λ_k^k — коэффициент теплопроводности; $\tilde{\lambda} = \lambda_4/\lambda_{23}$; черта над параметром означает, что он осреднен в пределах зоны.

Уравнения массопереноса в зонах имеют вид:

$$j_1 = -D_{13}\rho_1 \cdot dx_1/dr + x_1\rho_1 v_1,$$

$$j_2 = -D_{23}\rho_2 \cdot dx_2/dr + x_2\rho_2 v_2,$$

где j — плотность потока массы; ρ — плотность; v — скорость стефанова потока массы; D — коэффициент диффузии.

Введем общее правило знаков. Если потоки тепла и массы направлены в сторону увеличения радиуса, они считаются положительными и наоборот. Запишем граничные условия, необходимые для решения уравнений тепло- и массопереноса:

$$\begin{aligned} \eta = \eta_s, & \quad T = T_s, & \quad x_1 = x_{1s}, & \quad x_2 = 0, \\ \eta = \eta_j, & \quad T = T_j, & \quad x_1 = 0, & \quad x_2 = 0, \\ \eta = \eta_k, & \quad T = T_k, & \quad x_1 = 0, & \quad x_2 = x_{2k}, \\ \eta = \eta_m, & \quad T = T_m, & \quad x_1 = 0, & \quad x_2 = x_{2m}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\eta = r/r_s$; индексы: s — поверхность частицы, f — фронт пламени, k — наружная граница к-зоны, m — наружная граница приведенной пленки.

Строго говоря, T_f , T_k , η_f , x_2 суть неявные граничные условия, так как при интегрировании уравнений тепло- и массопереноса они неизвестны и определяются из решения представленной ниже системы определяющих уравнений. В данную систему входят уравнения теплового баланса фронта пламени, стехиометрии массовых потоков окислителя и паров металла, постоянства потоков массы и тепла при переходе через границу k . Величина η_k определяется в соответствии с ϕ

$$\eta_k = \sqrt[3]{\eta_f^3 + \frac{(r_{s0}/r_c)^3 - 1}{\phi} \frac{\rho_1 \beta}{\rho_4}}.$$

В методике не вводится общепринятое допущение о насыщенности паров металла на поверхности частицы. Для определения действительной концентрации паров металла используется уравнение Кнудсена —

Ленгмюра. Применительно к рассматриваемой задаче оно принимает вид

$$x_{1s} = x_{1s}^H - 17,95 \frac{J_1}{r_s^2 p} \sqrt{\frac{T_s}{M_1}},$$

где x_{1s}^H — относительная концентрация насыщенного пара металла; J — поток массы; M — молекулярный вес.

Вводя осредненные коэффициенты переноса, с учетом граничных условий (1) получаем

$$J_1 = 4\pi r_s \bar{D}_{13} \bar{\rho}_1 \frac{\ln[1/(1-x_{1s})]}{1-1/\eta_f}, \quad (2)$$

$$J_2 = -4\pi r_s \bar{D}_{23} \bar{\rho}_2 \frac{x_{2h}}{1/\eta_f - 1/\eta_h}. \quad (3)$$

Здесь и далее верхние индексы k и m означают, что параметр относится к k -зоне или к зоне $f-m$ соответственно. В общем виде уравнение теплопереноса записывается следующим образом:

$$d^2T/dr^2 + dT/dr \cdot (2/r - z/r^2) = 0, \quad (4)$$

где $z = \left(\sum_i J_i c_{pi}\right) / 4\pi \lambda_{ij}$; c_p — удельная теплоемкость.

Уравнение (4) используется для определения потоков тепла в зонах $s-f$, $f-k$, $k-m$. В результате с учетом граничных условий (1) получены следующие зависимости для

$$Q_{f-0} = -4\pi r_f^2 \lambda_{13} \frac{dT}{dr} \Big|_{f-0} = J_1 c_{p1} \frac{A_{13}(T_s - T_f)}{A_{13} - 1}, \quad (5)$$

$$Q_{f+0} = 4\pi r_f^2 \lambda_{23} \frac{dT}{dr} \Big|_{f+0} = J_2 \tilde{c}_{p23} \frac{B(T_m - T_f)}{(1+B)(A-1)},$$

где

$$A_{13} = \exp \left[\left(\ln \frac{1}{1-x_{1s}} \right) \frac{\bar{D}_{13} \bar{\rho}_1 c_{p1}}{\lambda_{13}} \right];$$

$$B = \frac{\tilde{c}_{p23}^m}{c_{p23}^h} \frac{A_{23}^k - 1}{A_{23}^k (A_{23} - 1)};$$

$$A_{23} = \exp \left[- \frac{\bar{D}_{23} \bar{\rho}_2 \tilde{c}_{p23}^m (1-x_{2h})}{\tilde{\lambda}_{23}^h} \right];$$

$$A_{23}^h = \exp \left[- \frac{\bar{D}_{23} \bar{\rho}_2 \tilde{c}_{p23}^h x_{2h}}{\tilde{\lambda}_{23}^h} \right];$$

$$\tilde{c}_p = \bar{c}_{p2} - (v_3/v_2) \bar{c}_{p3};$$

Q — поток; v — стехиометрический коэффициент; индексы: $f-0$ — левая граница фронта пламени, $f+0$ — правая граница.

Радиационные тепловые потоки к поверхности частицы (Q_{f-0}^R) и в окружающую среду (Q_{f+0}^R) описываются уравнениями

$$Q_{f-0}^R = -4\pi r_s^2 \tilde{\epsilon} \sigma (T_f^4 - T_s^4),$$

$$Q_{f+0}^R = 4\pi r_f^2 \epsilon_f \sigma (T_f^4 - T_m^4),$$

где

$$\epsilon = \frac{1}{1/\epsilon_s + \eta_f^2 (1/\epsilon_f - 1)};$$

ϵ — степень черноты; σ — постоянная Стефана — Больцмана.

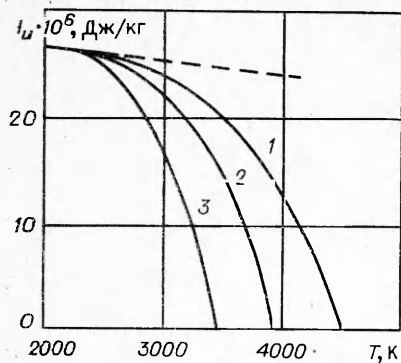


Рис. 3. Тепловой эффект реакции $\text{Al} + \text{H}_2\text{O}$ (штриховая линия — расчет без учета диссоциации).
 p , МПа: 1 — 10, 2 — 1, 3 — 0,1.

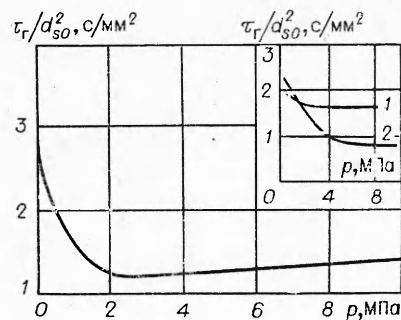


Рис. 4. Влияние давления на время горения τ_r ($T_m = 2600$ К).
 1 — данные [9]; 2 — данные [10].

Проинтегрировав уравнения тепло- и массопереноса, перейдем к определению T_f , T_k , η_f , x_{2k} . Запишем уравнение теплового баланса фронта пламени. Сгруппируем в левой части уравнения члены, описывающие подвод тепла к фронту, в правой части — члены, описывающие теплоотвод от него

$$J_1 H_1(T_f) - J_2 H_2(T_f) = J_3 H_3(T_f) + J_{\text{пр}} H_{\text{пр}}(T_f) + \\ + 4\pi r_f^2 \lambda_{13} \frac{dT}{dr} \Big|_{f-0} + 4\pi r_f^2 \lambda_{23} \frac{dT}{dr} \Big|_{f+0} - Q_{f-0}^R + Q_{f+0}^R,$$

здесь H — энтальпия; индекс «пр» относится к продуктам сгорания. Поскольку

$$J_1 H_1(T_f) - J_2 H_2(T_f) - J_3 H_3(T_f) - J_{\text{пр}} H_{\text{пр}}(T_f) = J_1 H_u(T_f),$$

уравнение теплового баланса можно упростить:

$$4\pi r_f^2 \lambda_{13} \frac{dT}{dr} \Big|_{f-0} + 4\pi r_f^2 \lambda_{23} \frac{dT}{dr} \Big|_{f+0} - Q_{f-0}^R + Q_{f+0}^R = J_1 H_u(T_f),$$

где H_u — тепловой эффект химической реакции.

Для определения зависимости $H_u = \varphi(T)$ проведен термодинамический расчет на ЭВМ БЭСМ-4М по методике [11]. В качестве возможных компонентов продуктов сгорания рассматривались: $\text{Al}^{\text{конд}}$, $\text{Al}_2\text{O}_3^{\text{конд}}$, O , O^+ , O^- , O_2 , O_2^+ , O_2^- , O_3 , H , H^+ , H^- , H_2 , H_2^+ , OH , OH^- , HO_2 , OH^+ , H_2O , H_2O_2 , Al , Al^+ , AlO , Al_2 , Al_2O , AlO^+ , AlN и электроны. В расчете полагалось, что Al_2O_3 не испаряется, а сублимирует с образованием Al , O , O_2 , AlO и т. д. Результаты расчетов показывают, что пренебрежение явлениями высокотемпературной диссоциации и сублимации может привести к существенным ошибкам при определении величины H_u .

Как отмечалось выше, положение фронта пламени определяется условием стехиометрии потоков массы паров металла и окислителя, т. е. $J_2 = -\beta J_1$ (β — стехиометрическое соотношение). Поскольку для реакции $\text{Al} + \text{H}_2\text{O}$ $\beta = 1$, то, принимая во внимание уравнения (2) и (3), получаем

$$\eta_f = \frac{\frac{1}{\bar{D}_{13}\bar{\rho}_1 \ln[1/(1-x_{1s})]} - \frac{1}{\bar{D}_{23}^k \bar{\rho}_2^k}}{\frac{1}{\bar{D}_{13}\bar{\rho}_1 \ln[1/(1-x_{1s})]} - \frac{1}{\eta_k \bar{D}_{23}^k \bar{\rho}_2^k}} - \frac{1/\eta_k - 1/\eta_{r_1}}{\bar{D}_{23}\bar{\rho}_2}.$$

Поскольку при переходе через границу k потоки массы и тепла остаются

ся неизменными, используя уравнения (3), (5), можно определить

$$x_{2k} = \frac{1}{1 + \frac{\bar{D}_{23}^k - \bar{D}_{23}^m}{\bar{D}_{23}^m} \left[\frac{1/\eta_k - 1/\eta_m}{1/\eta_f - 1/\eta_k} \right]},$$

$$T_k = (BT_m + T_f)/(1 + B).$$

В методике учитываются возможные изменения T_s по мере выгорания частицы, как предложено в работе [12]. Такой подход позволяет проследить за формированием фронта пламени, к-зоны и учесть изменение скорости горения частицы при расширении к-зоны. С учетом вышесказанного уравнение теплового баланса частицы записывается в виде

$$\frac{4\pi}{3} r_s^3 \rho_1 c_1 \frac{dT_s}{d\tau} = Q_{f-0} + J_1 [c_{p1} (T_f - T_s) + Q_u] - Q_{f-0}^R,$$

где ρ_1 и c_1 — соответственно плотность и теплоемкость жидкого металла; Q_u — теплота испарения металла; τ — время.

По предложенной методике на ЭВМ ЕС1030 проведены расчеты горения одиночных частиц Al в водяном паре при изменении основных параметров в диапазонах: $p = 0,1 \div 10$ МПа, $T_m = 2400 \div 3200$ К, $d_{s0} = 10 \div 100$ мкм, $\delta = 0,05 \div 0,5$ мкм.

На рис. 4 представлена расчетная зависимость $\tau_r = \varphi(p)$ для одиночных частиц металла. Как видно, увеличение давления вначале приводит к существенному снижению τ_r , затем влияние p на τ_r постепенно уменьшается и при некоторых значениях почти полностью прекращается. При дальнейшем увеличении p характер зависимости $\tau_r = \varphi(p)$ становится возрастающим. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными [13, 14].

С позиций разработанной модели влияние давления на горение частиц металлов объясняется следующим образом. При низких давлениях обычно реализуется режим $Kn \geq 1$, в этом случае длина свободного пробега молекул в несколько раз больше расстояния между частицами к-фазы, которые активно препятствуют процессу диффузии. В результате коэффициент диффузии оказывается ниже, чем в чистом газе при тех же условиях. Это уменьшение пропорционально числу Кнудсена ($\bar{D}_{23}^k = \bar{D}_{23}/Kn$). Принимая во внимание обратно пропорциональную зависимость \bar{D}_{23} и Kn от p , получаем, что при прочих равных условиях \bar{D}_{23}^k не зависит от p . В связи с этим рост p сопровождается увеличением комплекса $\bar{D}_{23}^k \rho_2$ (за счет ρ_2), а следовательно, уменьшением τ_r (см. рис. 4).

По мере возрастания давления среды длина свободного пробега молекул газа уменьшается, становится соизмеримой с расстоянием между частицами к-фазы ($Kn \sim 1$), а затем и меньше последнего ($Kn < 1$). На режиме $Kn < 1$ можно считать, что частицы к-фазы не оказывают влияния на процесс диффузии. В этом случае в соответствии с классической диффузионной теорией комплекс $\bar{D}_{23}^k \rho_2$, а следовательно, и τ_r практически не зависят от p . Как показали расчеты, переход от режима $Kn > 1$ к режиму $Kn < 1$ происходит в зависимости от T_m , δ , p при $p = 1 - 4$ МПа (см. рис. 2, 4). При еще более высоких давлениях зависимость $\tau_r = \varphi(p)$ становится возрастающей, что объясняется увеличением тепловода в окружающую среду за счет роста T_f .

Как следует из полученных данных (рис. 5), с увеличением p возрастают T_f и T_s . Характер зависимости $T_f = \varphi(p)$ аналогичен изменению равновесной термодинамической температуры (T_p). Несколько меньшие значения T_f связаны с потерями тепла в окружающую среду, которые не учитываются в термодинамическом расчете. Полученная аналитическая зависимость $T_f = \varphi(p)$ имеет хорошее качественное

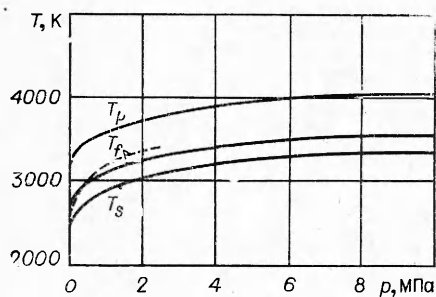


Рис. 5. Влияние давления на T_f , T_s , T_p при горении частиц Al ($T_m=2600$ К, $d_{s0}=100$ мкм; штриховой линией показаны данные [15]).

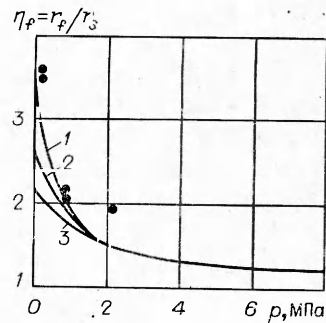


Рис. 6. Влияние давления на положение фронта пламени при горении частиц Al ($T_m=2600$ К, $d_{s0}=100$ мкм).
1 — $r_s = 0,2r_{s0}$; 2 — $r_s = 0,45r_{s0}$;
3 — $r_s = 0,9r_{s0}$; точки — данные [12].

согласие с экспериментом [15]. Некоторое количественное расхождение объясняется, на наш взгляд, тем, что эксперимент проводился в продуктах сгорания твердого топлива.

Проведенные расчеты показали, что температура поверхности частицы металла во всем диапазоне изменения p остается значительно ниже температуры кипения Al, а относительная концентрация паров металла у поверхности находится в диапазоне 0,2—0,3. Вне зависимости от давления расчетная величина степени сублимации Al_2O_3 во фронте пламени не превышала 5 ÷ 6%.

В настоящее время имеются экспериментальные данные, которые не удается объяснить в рамках классической диффузионной теории. Предложенная модель позволила устранить ряд имевшихся противоречий между теорией и экспериментом. Например, экспериментально показано, что увеличение скорости горения частиц металлов с ростом давления среды сопровождается приближением фронта пламени к поверхности частицы [3, 16]. В соответствии же с диффузионной теорией увеличение скорости горения при прочих равных условиях приводит к отходу пламени. С позиций предложенной модели данное явление объясняется следующим образом. Как было показано выше, при низких давлениях частицы к-фазы активно препятствуют диффузии окислителя. Увеличение p приводит к росту комплекса $\bar{D}_{23}^k \bar{\rho}_2$ в к-зоне, что эквивалентно снижению диффузионного сопротивления по всей внешней зоне $f-m$. В результате фронт пламени смещается в сторону поверхности частицы, так как его положение определяется условием стехиометрии потоков массы реагентов (рис. 6). Наиболее интенсивное уменьшение η_f с ростом p происходит при $p = 0,1 \div 4$ МПа. Дальнейшее увеличение p практически не влияет на величину η_f , что удовлетворительно согласуется с имеющимися экспериментальными данными [12].

Полученные расчетные зависимости τ_r от d_{s0} , T_m , x_{2m} также удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными, однако в данной статье они не представлены в силу ограниченности ее объема, а также в связи с тем, что их объяснение не вызывает особых трудностей и в рамках классической диффузионной теории. В предложенной расчетной методике не рассмотрены вопросы образования и роста частиц к-фазы, что будет сделано на следующем этапе работы. Однако, несмотря на такое приближение, данная модель позволила с единых позиций объяснить имеющиеся экспериментальные данные, что не удавалось сделать с помощью существующих моделей.

Поступила в редакцию 12/V 1978,
после доработки — 22/II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Воронцовский, А. В. Сухов, А. П. Шпара. Вопросы двигателестроения. М., Изд. МВТУ им. Баумана, 1978.
2. Л. А. Клячко. ФГВ, 1969, 5, 3.
3. Т. Бржустовский, И. Глассен. Гетерогенное горение. М., «Мир», 1967.
4. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко. ФГВ, 1973, 9, 6.
5. М. Е. Деревяга, Л. Н. Стесик, Э. А. Федорин. ФГВ, 1977, 13, 6.
6. А. С. Борейшо, А. В. Иващенко, Г. Г. Шелухин. ФГВ, 1975, 11, 4.
7. А. А. Раздобреев, А. И. Скорик, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1976, 12, 2.
8. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
9. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1975, 11, 3.
10. Г. Н. Дульнев, Ю. П. Заричнян. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. М., «Энергия», 1974.
11. Г. Б. Синярев, Б. Г. Трусов, Л. Е. Слынько. Тр. МВТУ им. Н. Э. Баумана, № 159, 1973.
12. В. М. Кудрявцев, А. В. Сухов, А. В. Воронцовский. Двенадцатая Всесоюзная конференция по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Тез. докл. Одесса, 1976.
13. А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов, А. Н. Коротков. ФГВ, 1968, 4, 3.
14. A. Davis. Combustion and Flame, 1963, 7, 4.
15. П. Ф. Похил, В. С. Логачев и др. ФГВ, 1970, 6, 2.
16. D. K. Kuehl, M. L. Zwillenberg. AIAA Paper, № 64—494.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО СО₂-ЛАЗЕРА

О. В. Ачасов, С. А. Лабуда, Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин

(Минск)

В последние годы разработано несколько принципиально различных методов определения колебательной и вращательной температур в углекислом газе применительно к изучению характеристик газодинамических лазеров (см. [1—4]). Использование перестраиваемого по вращательным линиям СО₂-лазера является одним из наиболее удобных и в то же время простых методов определения колебательных и вращательных температур, который может применяться не только для зондирования неравновесных потоков в газодинамических лазерах, но также и для диагностики широкого класса потоков газовых смесей, содержащих молекулы двуокиси углерода, например, в электроразрядных лазерах, за ударными и детонационными волнами, в пламенах и т. п.

В данной работе обсуждаются особенности применения метода перестраиваемого лазера для определения температур газа и приводятся примеры его применения как в равновесных условиях — за фронтом ударной волны, так и в условиях неравновесного потока — на срезе сопла газодинамического лазера с селективным тепловым возбуждением и смешением в сверхзвуковом потоке.

Основные соотношения. Выпишем соотношения, необходимые для определения колебательной и вращательной температур по величине резонансного коэффициента усиления (поглощения) в двуокиси углерода излучения СО₂-лазера на отдельных колебательно-вращательных линиях. Предположим для определенности, что контур линии поглощения (усиления) является лоренцовским, однако отметим, что все последующие рассуждения сохраняют силу как для доплеровского, так и для фойгтовского контуров. Величина коэффициента поглощения (усиления) в центре резонансной линии определяется по формуле

$$k_0 = \lambda^2 A_{21} / 4\pi^2 \Delta\nu_c \cdot (N \cdot g' / g - N'), \quad (1)$$