

Таким образом, в настоящей работе изучено влияние добавок инертных газов (азота и аргона) на структуру распределения электрического потенциала в пламенах предварительно перемешанных смесей пропан-бутан — кислород — аргон и диффузионных пламенах пропан-бутан — воздух. Выявлено, что добавки азота во всех случаях заметно снижают абсолютные величины отрицательного потенциала во фронте пламени, в то время как аргон практически не влияет на его величину. Качественно прослежена взаимосвязь электрического потенциала с процессом образования сажи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаутон Ф., Вейнберг Д. Электрические аспекты горения.— М.: Энергия, 1976.
2. Степанов Е. С., Льячков Б. Г. Ионизация пламени и электрическое поле.— М.: Металлургия, 1968.
3. Аравин Г. С., Семенов Е. С. ФГВ, 1979, 15, 5, 40.
4. Фиалков А. Б., Фиалков Б. С. ФГВ, 1985, 21, 3, 32.
5. Щербаков Н. Д. Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Караганда, 1981.
6. Фиалков Б. С., Щербаков Н. Д., Плицын В. Т. ФГВ, 1978, 14, 3, 87.
7. Ботова В. И., Фиалков Б. С. ЖФХ, 1980, 54, 12, 3071.
8. Gomez A., Sidebotham G., Glassman I. Comb. Flame, 1984, 58, 1, 45.
9. Olson D. B., Madronich S. Comb. Flame, 1985, 60, 2, 203.
10. Calcote H. F. Comb. Flame, 1981, 42, 3, 215.

Поступила в редакцию 5/1 1988

УДК 536.46

ГОРЕНИЕ ПОЛИДИСПЕРСНОЙ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ

Л. И. Зайчик

(Москва)

Задача о выгорании полидисперсной системы угольных частиц рассматривалась в [1—3]. В ряде работ, например [4, 5], решение получено на основе кинетического уравнения для распределения частиц по размерам. Однако особенность горения полидисперсной системы состоит в том, что частицы различных размеров могут существенно отличаться значениями скоростей и температур. Поэтому кроме распределения частиц по размерам в общем случае необходимо учитывать также распределение их по скоростям и температурам, что в значительной степени усложняет анализ горения полидисперсной системы.

Уравнения для плотностей распределения частиц по скоростям, температурам и размерам

Рассматривается горение относительно небольших (стоксовых) угольных частиц в воздушном потоке. Их объемная концентрация предполагается незначительной, так что взаимодействием частиц в результате столкновений можно пренебречь. Теплообмен частиц с газом, стенками камеры сгорания и между собой вследствие излучения не учитывается.

С учетом сделанных допущений уравнение для совместной плотности распределения частиц по скоростям, температурам и размерам (т. е. уравнение сохранения плотности распределения частиц в фазовом пространстве x, v, ϑ, r) имеет вид

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} + v_k \frac{\partial P}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial v_k} \left(\frac{U_k - v_k}{\tau_u} + f_k \right) P + \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\frac{T - \vartheta}{\tau_t} + \frac{3qw}{c_p 2r} \right) P - \frac{\partial wP}{\partial r} = 0. \quad (1)$$

Здесь τ — время; $\tau_u = 2\rho_2 r^2 / 9\rho_1 v$, $\tau_t = c_{p2} \rho_2 r^2 / 3c_{p1} \rho_1 a$ — времена динамической и тепловой релаксации частиц; x — пространственная координата; v , \bar{v} , r — скорость, температура и радиус частиц; U , T — скорость и температура газа; f — внешняя сила, действующая на частицы; w — скорость горения; q — теплота сгорания; ρ_1 , ρ_2 — плотности газа и частиц; c_{p1} , c_{p2} — теплоемкости газа и частиц; ν , a — коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности газа. В дальнейшем принимается, что сила \vec{f} зависит от v и r , а скорость горения w от температуры и радиуса.

Интегрируя (1) по $\bar{\vartheta}$, получаем уравнение для плотности распределения частиц по скоростям и размерам $P_{vr} = \int P d\bar{\vartheta}$,

$$\frac{\partial P_{vr}}{\partial \tau} + v_k \frac{\partial P_{vr}}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial v_k} \left(\frac{U_k - v_k}{\tau_u} + f_k \right) P_{vr} - \frac{\partial \bar{w} P_{vr}}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\bar{w} = \int w P_\vartheta d\bar{\vartheta}. \quad (3)$$

Здесь $P_\vartheta = P(\bar{\vartheta}/r)$ — условная плотность вероятности частицы радиуса r иметь температуру $\bar{\vartheta}$; $\bar{w}(r)$ — средняя скорость горения частиц радиуса r .

Интегрируя (2) по объему скоростей \vec{v} , получаем уравнение для распределения частиц по размерам

$$\frac{\partial P_r}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{v}_k P_r}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{w} P_r}{\partial r} = 0, \quad (4)$$

$$\bar{v}_k = \int v_k P_v d\vec{v}. \quad (5)$$

Здесь $P_v = P(\vec{v}/r)$ — условная плотность вероятности частицы радиуса r иметь скорость \vec{v} , причем $P_{vr} = P_v P_r$; $\bar{v}_k(r)$ — средняя скорость частиц.

Из (2) и (4) следует

$$\frac{\partial P_v}{\partial \tau} + v_k \frac{\partial P_v}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial v_k} \left(\frac{U_k - v_k}{\tau_u} - f_k \right) P_v - \bar{w} \frac{\partial P_v}{\partial r} + \frac{P_v}{P_r} \frac{\partial}{\partial x} (v_k - \bar{v}_k) P_r = 0. \quad (6)$$

Упростим (6), положив $\partial P_v / \partial r = 0$ и $\partial (v_k - \bar{v}_k) P_r / \partial x = 0$, тогда получим

$$\frac{\partial P_v}{\partial \tau} + v_k \frac{\partial P_v}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial v_k} \left(\frac{U_k - v_k}{\tau_u} + f_k \right) = 0, \quad (7)$$

где P_v зависит от r как от параметра.

После интегрирования (1) по \vec{v} получаем выражение для плотности распределения частиц по температурам и размерам $P_{\vartheta r} = \int P d\vec{v}$

$$\frac{\partial P_{\vartheta r}}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{v}_k P_{\vartheta r}}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial \bar{\vartheta}} \left(\frac{T - \bar{\vartheta}}{\tau_t} + \frac{3q\bar{w}}{c_{p2} r} \right) P_{\vartheta r} - \frac{\partial \bar{w} P_{\vartheta r}}{\partial r} = 0. \quad (8)$$

Из (8) в результате интегрирования по $\bar{\vartheta}$ с учетом соотношений $P_r = \int P_{\vartheta r} d\bar{\vartheta}$ и $P_{\vartheta r} = P_\vartheta P_r$ следует уравнение (4). Из (8) и (4) получаем

$$\frac{\partial P_\vartheta}{\partial \tau} + \bar{v}_k \frac{\partial P_\vartheta}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial \bar{\vartheta}} \left(\frac{T - \bar{\vartheta}}{\tau_t} + \frac{3q\bar{w}}{c_{p2} r} \right) P_\vartheta + w \frac{\partial P_\vartheta}{\partial r} + \frac{P_\vartheta}{P_r} \frac{\partial}{\partial r} (w - \bar{w}) P_r = 0. \quad (9)$$

Упростим (9), положив $\partial P_\vartheta / \partial r = 0$ и $\partial (w - \bar{w}) P_r / \partial r = 0$. Тогда P_ϑ определяем из приближенного уравнения

$$\frac{\partial P_\vartheta}{\partial \tau} + \bar{v}_k \frac{\partial P_\vartheta}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial \bar{\vartheta}} \left(\frac{T - \bar{\vartheta}}{\tau_t} + \frac{3q\bar{w}}{c_{p2} r} \right) P_\vartheta = 0, \quad (10)$$

в котором P_ϑ параметрически зависит от r .

Таким образом, приближенный расчет распределения частиц по размерам, скоростям и температурам, а следовательно, и всех характеристик полидисперсной системы частиц может быть выполнен на основе системы (4), (7) и (10) с учетом (3), (5).

Приближенное решение уравнений для плотностей распределения частиц

Построим приближенные решения уравнений для распределений частиц по скоростям (7), температурам (10) и размерам (4) в случае стационарного одномерного течения.

С целью получения аналитического решения заменим в уравнении для распределения частиц по скоростям силу f на осредненную величину $\bar{f} = \int f P_r dv$ ($\bar{f}(r)$ — средняя сила, действующая на частицы радиуса r). т. е. представим (7) в виде

$$v \frac{\partial P_v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{U-v}{\tau_u} + \bar{f} \right) P_v = 0. \quad (11)$$

Получим приближенное решение уравнения (11), для чего примем, что U , τ_u и f зависят от координаты x как от параметра (последнее справедливо, если эти зависимости достаточно слабые):

$$P_v = \frac{F \{ x/\tau_u + v + (U + \tau_u \bar{f}) \ln (U - \tau_u \bar{f} - v) \}}{U + \tau_u \bar{f} - v}, \quad (12)$$

$F\{z\}$ — произвольная функция от z .

При одинаковых скоростях частиц во входном сечении, т. е. при $\bar{v}(x=0) = V_0$, из (12) следует

$$P_v = \delta(v - \bar{v}), \quad (13)$$

где $\bar{v}(x, r)$ определяется из трансцендентного уравнения

$$\begin{aligned} x/\tau_u + \bar{v} + [U + \tau_u f(\bar{v})] \ln [U + \tau_u f(\bar{v}) - \bar{v}] = \\ = V_0 + [U_0 + \tau_{u0} f(V_0)] \ln [U_0 + \tau_{u0} f(V_0) - V_0]. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь и в дальнейшем индекс 0 обозначает, что параметры относятся к входному сечению $x=0$.

В уравнении для распределения частиц по температурам также заменим скорость горения w на осредненную величину \bar{w} согласно (3), т. е.

$$\bar{v} \frac{\partial P_\vartheta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\frac{T - \vartheta}{\tau_t} + \frac{3q\bar{w}}{c_{p2}r} \right) P_\vartheta = 0. \quad (15)$$

Получим приближенное решение (15), считая, что T , τ_t и w зависят от x как от параметра:

$$P_\vartheta = \frac{F \left\{ \int \frac{dx}{v\tau_t} + \ln \left(T + \frac{3q\bar{w}\tau_t}{c_{p2}r} - \vartheta \right) \right\}}{T + 3q\bar{w}\tau_t/c_{p2}r - \vartheta}.$$

С учетом начального распределения частиц по температурам во входном сечении $P_\vartheta = P_{\vartheta 0}(\vartheta)$ имеем

$$P_\vartheta = \exp \left(\int_0^x \frac{dx}{v\tau_t} \right) P_{\vartheta 0} \left\{ T + \frac{3q\bar{w}\tau_t}{c_{p2}r} \exp \left(\int_0^x \frac{dx}{v\tau_t} \right) \left(T + \frac{3q\bar{w}\tau_t}{c_{p2}r} - \vartheta \right) \right\}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что при $x \rightarrow \infty$ для любого начального распределения $P_\vartheta \rightarrow \delta(\vartheta - \bar{\vartheta})$, где $\bar{\vartheta}$ находится из уравнения $\bar{\vartheta} = T + 3q\bar{w}(\bar{\vartheta})\tau_t/c_{p2}r$. При одинаковой температуре частиц во входном сечении, т. е. при $\bar{\vartheta}(x=0) = \Theta_0$, из (16) находим

$$P_\vartheta = \delta(\vartheta - \bar{\vartheta}), \quad (17)$$

$\bar{\Phi}(x, r)$ определяется из решения формулы

$$\bar{\Phi} = T + \frac{3qw(\bar{\Phi})\tau_t}{c_{p2}r} - \exp\left(-\int_0^x \frac{dx}{v\tau_t}\right) \left[T_0 + \frac{3qw(\Theta_0)\tau_{t0}}{c_{p2}r} - \Theta_0 \right]. \quad (18)$$

Уравнение для распределения частиц по размерам в стационарном одномерном потоке принимает вид

$$\frac{\partial v P_r}{\partial x} - \frac{\partial w P_r}{\partial r} = 0. \quad (19)$$

Для достаточно мелких частиц, скорости движения и горения которых различаются не очень значительно, (18) может быть заменено следующим приближенным уравнением:

$$\frac{\partial V P_r}{\partial x} - \frac{\partial W P_r}{\partial r} = 0, \quad (20)$$

где $V = \int \bar{v} r^3 P_r dr / \int r^3 P_r dr$ — средняя скорость твердой фазы; $W = \int \bar{w} r^2 P_r dr / \int r^2 P_r dr$ — средняя скорость горения. Выражение (20) приводит к тому же уравнению изменения массы твердой фазы, что и (19). Решением (20), удовлетворяющим начальному распределению $P_r = P_{r0}\{r\}$, будет

$$P_r = \frac{V_0}{V} P_{r0}\{r + l\}, \quad l = \int_0^x \frac{W}{V} dx. \quad (21)$$

Скорость горения угольных частиц в соответствии с реакцией $C + O_2 = CO_2$ определяем соотношением [1–3]

$$w = \frac{\mu_C \rho_1}{\mu_{O_2} \rho_2} c_{O_2} \frac{k_0 \exp(-E/R\theta)}{1 + k_0 \exp(-E/R\theta) r/D}, \quad (22)$$

учитывающим как кинетику, так и внешнее диффузионное сопротивление. Здесь μ_C, μ_{O_2} — молекулярные массы углерода и кислорода; k_0 — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; D — коэффициент диффузии кислорода в газовой смеси; c_{O_2} — массовая концентрация кислорода.

Для случая, когда скорость горения частиц задана выражением (22), построим приближенное решение уравнения (19), отличающееся от (21). Частицы предполагаются достаточно мелкими, чтобы скорости и температуры их без большой погрешности можно было принять равными средним значениям V и Θ . Тогда (19) принимает вид

$$\frac{\partial V P_r}{\partial x} - \frac{\mu_C \rho_1}{\mu_{O_2} \rho_2} c_{O_2} \exp\left(-\frac{E}{R\Theta}\right) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P_r}{1 + \Sigma \bar{r}} \right) = 0, \quad (23)$$

где $\bar{r} = r / \langle r \rangle_0$; $\langle r \rangle_0 = \left(\int_0^\infty r^3 P_{r0}\{r\} dr \right) / \left(\int_0^\infty P_{r0}\{r\} dr \right)^{1/3}$ — среднемассовый на-

чальный радиус частиц; $\Sigma = k_0 \exp(-E/R\Theta) \langle r \rangle_0 D$ — параметр, характеризующий отношение кинетического сопротивления к диффузионному при горении частиц среднемассового начального размера. Принимая, что Σ зависит от x как от параметра, получим приближенное решение (23)

$$P_r = \frac{V_0}{V} (1 + \Sigma \bar{r}) F\left\{ \bar{r} + \frac{\Sigma \bar{r}^2}{2} + \bar{l}_1 \right\}, \quad (24)$$

где $\bar{l}_1 = \int_0^x \frac{\mu_C \rho_1 c_{O_2}}{\mu_{O_2} \rho_2 V} \exp\left(-\frac{E}{R\Theta}\right) \langle r \rangle_t dx$.

Из (24) с учетом начального распределения частиц по размерам

следует

$$P_r = \frac{V_0 (1 + \Sigma \bar{r})}{V \sqrt{1 + 2\Sigma \bar{r} + \Sigma^2 \bar{r}^2 + 2\bar{l}_1}} P_{r0} \left\{ \frac{V \sqrt{1 + 2\Sigma \bar{r} + \Sigma^2 \bar{r}^2 + 2\Sigma \bar{l}_1 - 1}}{\Sigma} \right\}. \quad (25)$$

Расчет выгорания частиц в изотермическом потоке

Основной зависимостью, характеризующей интенсивность процесса горения частиц, является кривая выгорания $\eta(x)$, определяющая изменение отношения расхода твердого топлива к начальному расходу. При постоянной плотности твердого углерода ($\rho_2 = \text{const}$) $\eta = \varphi V / \varphi_0 V_0$, где $\varphi = \frac{4\pi}{3} \int r^3 P_r dr$ — объемная концентрация твердой фазы. Для расчета кривой выгорания выразим концентрацию кислорода, входящую в (22) для скорости горения частиц, через коэффициент выгорания η . Запишем для одномерного потока уравнения изменения расходов твердой фазы и кислорода

$$\frac{d\varphi \rho_2 V}{dx} = -\rho_2 n S W, \quad \frac{d\rho_1 U c_{O_2}}{dx} = -\frac{\mu_{O_2}}{\mu_c} \rho_2 n S W, \quad (26)$$

где $n = \int P_r dr$ — число частиц в единице объема; $S = \frac{4\pi}{n} \int r^2 P_r dr$ — средняя поверхность частиц.

Из (26) следует соотношение между концентрацией кислорода и коэффициентом выгорания

$$c_{O_2} = \frac{\mu_{O_2} \rho_2 \rho_0 V_0}{\mu_c \rho_1 U} (\eta + \alpha - 1) \quad (27)$$

($\alpha = \mu_c \rho_{10} c_{O_2} U_0 / \mu_{O_2} \rho_2 \varphi_0 V_0$ — коэффициент избытка воздуха в начальном сечении).

Проанализируем влияние формы начального распределения частиц по размерам $f_0\{r\} = P_{r0}\{r\}/n_0$ на кривую выгорания в изотермическом потоке (что может иметь место при $q\varphi_0\rho_2/c_{p1}\rho_1 T_0 \ll 1$), когда учитывается только изменение скорости горения частиц в результате уменьшается концентрация кислорода по длине камеры. В рассматриваемых условиях изменением скоростей газа и частиц по длине камеры сгорания можно пренебречь. Тогда расчет кривой выгорания, основанный на решении (21) с учетом (22) и (27), сводится к интегрированию следующих выражений:

$$\eta = \frac{\int_0^\infty \bar{r}^3 f_0\{\bar{r} + \bar{l}\} d\bar{r}}{\int_0^\infty \bar{r}^3 f_0\{\bar{r}\} d\bar{r}}, \quad \frac{d\bar{l}}{dX} = (\eta + \alpha - 1) \Omega, \quad (28)$$

$$\Omega = \int_0^\infty \frac{\bar{r}^2 f_0\{\bar{r} + \bar{l}\} d\bar{r}}{1 + \Sigma \bar{r}} \bigg/ \int_0^\infty \bar{r}^2 f_0\{\bar{r} + \bar{l}\} d\bar{r},$$

$$l = l/\langle r \rangle_0, \quad X = x\varphi_0 k_0 \exp(-E/R\Theta) / \langle r \rangle_0 U_0,$$

$$\Sigma = k_0 \exp(-E/R\Theta_0) \langle r \rangle_0 / D.$$

Сравнение кривых выгорания для различных начальных распределений $f_0\{r\}$ нужно проводить при равных значениях среднемассовых размеров $\langle r \rangle_0$ и числа частиц n_0 в начальном сечении, что соответствует одинаковым объемным концентрациям $\varphi_0 = 4\pi n_0 \langle r \rangle_0^3 / 3$. Следовательно, начальные распределения сопоставляются при $\bar{r}_0 = \bar{r}_3 = 1 \left(\bar{r}_k = \int_0^\infty \bar{r}^k f_0\{\bar{r}\} d\bar{r} \right)$.

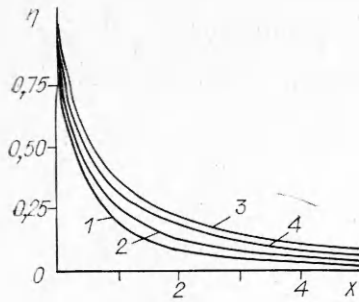


Рис. 1. Кривые выгорания для кинетического режима горения частиц, построенные по формулам:

1 — (29); 2 — (30); 3 — (31); 4 — (32).

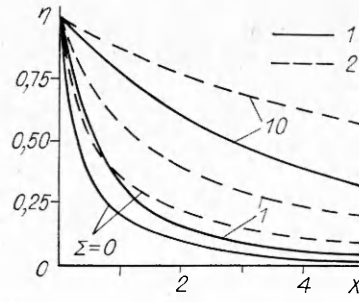


Рис. 2. Влияние параметра Σ на кривые выгорания.

1 — формула (33); 2 — (34).

Вначале проведем сравнение кривых выгорания для некоторых начальных распределений $f_0\{\bar{r}\}$ при горении частиц в кинетическом режиме ($\Sigma = 0$), что имеет место при низких температурах для частиц небольшого размера. Для простоты ограничимся случаем $\alpha = 1$. Монодисперсная система частиц [1]:

$$f_0\{\bar{r}\} = \delta(\bar{r} - 1), \quad \eta = (1 - \bar{l})^3 = (1 + 2X)^{-3/2}. \quad (29)$$

Равномерное распределение частиц по размерам:

$$f_0\{\bar{r}\} = \begin{cases} 4^{-1/3} & \text{при } \bar{r} \leq 4^{1/3}, \\ 0 & \text{при } \bar{r} > 4^{1/3}, \end{cases} \quad \eta = \left(1 - \frac{\bar{l}}{4^{1/3}}\right)^3 = \frac{1}{(1 + 3 \cdot 4^{-1/3} X)^{4/3}}. \quad (30)$$

В качестве начального распределения часто используется функция

$$f_0\{\bar{r}\} = \gamma^{-1} \bar{r}^{-\gamma} \exp(\gamma \bar{r}) / \Gamma(n + 1), \quad \gamma = [(n + 1)(n + 2)(n + 3)],$$

для которой при $n = 0$

$$\eta = \exp(-6^{1/3} \bar{l}) = (1 + 6^{1/3} X)^{-1}; \quad (31)$$

при $n = 1$

$$\eta = (1 + 3^{1/3} \bar{l}) \exp(-2 \cdot 4^{1/3} \bar{l}),$$

$$\bar{l} = \frac{1}{2 \cdot 4^{1/3}} E_i^{-1} \left\{ E_i(4) + \frac{3^{1/3}}{2} \exp(4) X \right\} - \frac{2}{3^{1/3}}, \quad (32)$$

где $E_i(z)$ и $E_i^{-1}\{z\}$ — интегральная показательная [6] и обратная ей функции.

Полученные кривые выгорания изображены на рис. 1. «Качество» распределения $f_0\{\bar{r}\}$ можно характеризовать коэффициентом \bar{r}_2 , определяющим среднюю поверхность горения частиц, так как, согласно первому уравнению (26), уменьшение массы частиц пропорционально их поверхности. Следовательно, чем больше значение \bar{r}_2 , тем интенсивнее происходит выгорание системы частиц, т. е. тем резче уменьшается η с ростом X . Максимальное значение $\bar{r}_2 = 1$ достигается для монодисперсной системы, поэтому сгорание частиц одинакового размера реализуется в камере минимальной протяженности. Коэффициент \bar{r}_2 для распределений (30) — (32) принимает соответственно значения: $4^{1/3}/3^{1/2} \approx 0,917$, $2/6^{2/3} \approx 0,616$, $3^{1/3}/2 \approx 0,721$.

При $\Sigma \neq 0$ простые аналитические решения задачи (28) могут быть получены для монодисперсного и экспоненциального распределений:

$$\Omega = \frac{1}{1 + \Sigma(1 - \bar{l})}, \quad \eta = \left(\frac{\sqrt{1 + 2X + 2\Sigma + \Sigma^2} + \Sigma}{1 + 2X + 2\Sigma} \right)^3, \quad (33)$$

$$\Omega = \frac{3}{6^{2/3}\Sigma} - \frac{3}{6^{1/3}\Sigma^2} + \frac{3}{\Sigma^3} \exp\left(\frac{6^{1/3}}{\Sigma}\right) E_1\left(\frac{6^{1/3}}{\Sigma}\right), \quad (34)$$

$$\eta = (1 + 6^{1/3}\Omega X)^{-1},$$

где $E_1(z)$ — интегральная показательная функция. При $\Sigma = 0$ зависимости (33) и (34) переходят соответственно в (29) и (31). Из рис. 2 видно, что при всех значениях параметра Σ монодисперсная система частиц выгорает быстрее экспоненциальной.

Расчет кривой выгорания может быть выполнен также на основе решения (25). Для изотермического потока он сводится к интегрированию выражений

$$\eta = \frac{\int_a^{\infty} \left(V \sqrt{\frac{1}{\Sigma^2} - \frac{2\bar{l}_1}{\Sigma} + \frac{2\bar{r}}{\Sigma} + \bar{r}^2 - \frac{1}{\Sigma}} \right)^3 f_0\{\bar{r}\} d\bar{r}}{\int_0^{\infty} \bar{r}^3 f_0\{\bar{r}\} d\bar{r}}, \quad (35)$$

$$a = \frac{V \sqrt{1 + 2\Sigma\bar{l}_1} - 1}{2}, \quad \frac{d\bar{l}_1}{dX} = \eta + \alpha - 1.$$

В случае изотермического течения соотношения (35) в отличие от (28) дают точное решение задачи о выгорании частиц с учетом как кинетического, так и диффузионного сопротивления. В качестве примера приведем зависимость для кривой выгорания монодисперсной системы при $\alpha = 1$, следующую из (35),

$$\eta = \left(\frac{V \sqrt{(1 + \Sigma)^3 - 2\Sigma\bar{l}_1} - 1}{\Sigma} \right)^3 - \left(\frac{V \sqrt{1 + 2X + 2\Sigma + \Sigma^2 + \Sigma}}{1 + 2X + 2\Sigma} \right)^3.$$

Это выражение для $\eta(X)$ совпадает с зависимостью (33), что свидетельствует о применимости решения (28) при достаточно больших значениях параметра Σ , а не только для расчета выгорания мелких частиц, горение которых происходит в области, близкой к кинетической. В случае неизотермического течения критерием достоверности может служить согласованность результатов, полученных на основании решений (21) и (25).

ЛИТЕРАТУРА

1. Канторович Б. В. Основы теории горения и газификации твердого топлива.— М.: Изд-во АН СССР, 1958.
2. Виленский Т. В., Хзмалян Д. М. Динамика горения пылевидного топлива.— М.: Энергия, 1978.
3. Померанцев В. В., Арефьев К. М., Ахмедов Д. Б. и др. Основы практической теории горения.— М.: Энергоатомиздат, 1966.
4. Головин А. М., Песочин В. Р. ФГВ, 1985, 21, 2, 59.
5. Голдобин Ю. М. ИФЖ, 1986, 50, 1, 114.
6. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица, И. Стигаца.— М.: Наука, 1979.

Поступила в редакцию 25/II 1988,
после доработки — 27/V 1988

УДК 536.46 + 534

ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ГАЗА ПРИ ЛАМИНАРНОМ ГОРЕНИИ СМЕСИ В ТРУБЕ

С. В. Тараканов, Т. Д. Хоружникова, С. А. Чивилихин
(Ленинград)

При описании вибрационного распространения пламени в трубе по смеси заранее перемешанных газов наиболее существен вопрос о характере воздействия акустической волны на пламя, т. е. о механизме обратной связи, обеспечивающем возможность усиления акустических колебаний. К настоящему времени можно считать установленным [1, 2], что