УДК 66.045: 621.1.016

А.Б. Шадрина[1], *Ю.М. Голдобин*[2], *Е.Ю. Павлюк*[2], *Г.П. Ясников*[2]
Магнитогорский государственный университет, Россия (1)
ГОУ ВПО «Уральский государственный технический университет – УПИ», Россия (2)

АВТОМОДЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ ПОЛИДИСПЕРСНОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В СТАЦИОНАРНОМ ПОТОКЕ

АННОТАЦИЯ

На основе кинетического уравнения для функции распределения частиц по радиусам проведен анализ автомодельного режима горения полидисперсного твердого топлива в одномерном стационарном потоке. Получены выражения текущей и начальной автомодельных функций распределения. Получены уравнения в конечном виде, описывающие режимы горения. Проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными по сжиганию антрацитовой пыли в топках котлов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Предполагается, что исходная пыль состоит из сферических частиц различных размеров, внутренние реакции отсутствуют, горение идет лишь по первичной реакции с образованием двуокиси углерода, скорость реакции имеет первый порядок по кислороду, горение считается квазистационарным и автомодельным. Пыль вдувается в среду разбавленного окислителя с начальной температурой выше температуры воспламенения, время индукции не учитывается.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ДОЛИ НЕСГОРЕВШЕГО ТОПЛИВА

Для одномерного стационарного течения потока в канале без учета скольжения фаз кинетическое уравнение для функции распределения $f(x, r)$ принимает вид [1]

$$\nu(x)\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial r}(Wf) = 0\,, \qquad (1)$$

где $\nu(x)$ – скорость среды; $W = dr/dt$ - скорость изменения радиуса частиц в результате реакции горения.

Для f в (1) должно выполняться условие нормировки

$$\left.\begin{aligned} &n(x) = n_0\int_0^\infty f(x,r)dr, \qquad n(x) = \frac{dN(x)}{dx},\\ &n(0) = n_0,\ f(0,r) = f_0(r),\ \int_0^\infty f_0(r)dr = 1, \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

где $n(x)$, n_0 – текущее и начальное число частиц в единице массы смеси; $N(x)$ – интегральное распределение частиц вдоль канала.

Во многих задачах скорость W можно представить в виде произведения $W = \omega(x)\Omega(r)$ [2, 3]. Это позволяет проинтегрировать (1) методом разделения переменных Фурье, также представив f в виде $f(x,r) = \Phi(x)R(r)$. На стабилизированном участке канала ($x \geq 0$) устанавливается автомодельный режим. Автомодельная функция распределения представляется в виде [1]

$$f(x,r) = f_0(r)\exp\left(a\int_0^x \frac{\omega}{\nu}dx\right), \qquad (3)$$

где начальная функция распределения

$$f_0(r) = f(0,r) = A\Omega^{-1}(r)\exp\left(-a\int\Omega^{-1}(r)dr\right). \qquad (4)$$

Доля непрореагировавших частиц y для автомодельного режима определяется как

$$y = \frac{n(x)}{n_0} = \int_0^\infty f(x,r)dr = \exp\left(a\int_0^x \frac{\omega(x)}{\nu(x)}dx\right). \qquad (5)$$

В автомодельном режиме не изменяются моменты $\langle r^n\rangle = \langle r^n\rangle_0$, а меняется только число частиц $n(x)$. Угловые скобки обозначают усреднение по f и f_0. Тогда доля непрореагировавших частиц $y(x)$ может быть связана с массовыми расходами топлива при постоянном расходе смеси [1].

В нестационарных процессах пространственно однородных систем нужно в (5) x заменить на t и положить $dx/\nu = dt$ [1, 4]. Из (5) получается дифференциальное уравнение для расчета доли несгоревшего по длине канала топлива

$$\frac{dy}{dx} = a\frac{\omega(x)}{\nu(x)}y\,. \qquad (6)$$

Выражение для a определяется конкретным видом начальной функции распределения $f_0(r)$, а связь $\omega(x)$ с $y(x)$ - кинетикой горения одиночной частицы.

Скорость горения одиночной частицы записывается в виде

$$W(r,t) = \frac{dr}{dt} = -\frac{1}{\dfrac{1}{k} + \dfrac{1}{\alpha_д}}\frac{\beta C_к}{\rho_ч}, \qquad (7)$$

где $k = k_0\exp\left(-E/RT_ч\right)$; $\alpha_д = {Nu_д D}/{2r}$.

Использование соотношения (7) не позволяет решить уравнение (1) методом разделения Фурье и требует привлечения численных методов, однако (1) можно решить в конечном виде для предельных случаев горения - диффузионного и кинетического.

2.1. Диффузионный режим горения

Скорость диффузионного горения одиночной частицы определится из (7)

$$W(t,r) = -\frac{\beta C_к}{\rho_ч}\cdot\frac{Nu_д D}{2r}, \qquad (8)$$

где $C_к = C_{к0}\left(\frac{273}{T_{ср}}\right)$; $D = D_0\left(\frac{T_{ср}}{273}\right)^2$.

Для диффузионного критерия Нуссельта в широком диапазоне изменения скоростей омывания частиц газами справедлива эмпирическая зависимость $Nu_д = 2 + br^m$.

Представляет интерес случай малых чисел Рейнольдса ($Nu_д = 2$), который имеет место при сжигании угольной пыли в топках котлов.

Скорость горения одиночной частицы можно представить в виде

$$W(t,r) = -\frac{1}{r}\frac{\beta C_{к0}D_0}{\rho_ч}\cdot\frac{T_{ср}(x)}{273} = \Omega(r)\cdot\omega(x) \qquad (9)$$

где $\Omega(r) = -\frac{1}{r}$; $\omega(x) = -\frac{\beta C_{к0}D_0}{\rho_ч}\cdot\frac{T_{ср}}{273}$.

Автомодельная функция распределения будет

$$f(x,r) = A\cdot r\cdot\exp\left[-\frac{a\cdot r^2}{2}\right]\exp\left[a\int_0^x\frac{\omega(x)}{v(x)}dx\right]. \quad (10)$$

а начальная (x=0)

$$f(0,r) = f_0(r) = A\cdot r\cdot\exp\left[-\frac{a\cdot r^2}{2}\right]. \qquad (11)$$

После определения моментов порядка n, из условия нормировки (2) следует $A=a$, а из условия n=1 автомодельные параметры

$$a = \frac{2\Gamma^2\left(3/2\right)}{\langle r\rangle^2};\ \langle r^n\rangle = \langle r^n\rangle_0 = \frac{\langle r\rangle^n\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)}{\Gamma^n\left(3/2\right)}, \quad (12)$$

где Γ – гамма-функция.

Доля несгоревшей массы топлива по длине канала определится из (6), в котором связь $T_{ср}(x)$ с $y(x)$ получается из рассмотрения теплового баланса системы в пренебрежении теплом, идущим на нагрев топлива.

$$\left(\dot{M}_{ин}c_{ин} + \dot{M}_к c_к + \dot{M}_{пг}c_{пг}\right)\frac{dT_{ср}(x)}{dx} = -Q_R\frac{d\dot{M}_т}{dx}, \quad (13)$$

где $\dot{M}_{ин}$, $\dot{M}_к$, $\dot{M}_{пг}$, $\dot{M}_т$ - массовые расходы инертного газа (азота воздуха), кислорода и продуктов сгорания и топлива; Q_R – теплота сгорания топлива.

При введении обозначений, $c_{пр} = \frac{m_т}{m_к}c_к + \frac{m_т}{m_{пг}}c_{пг}$, $\mu = \frac{\dot{M}_{т0}}{\dot{M}_{ин}}$, где $m_т$, $m_к$, $m_{пг}$ – молекулярные массы углерода, кислорода и продуктов горения, уравнение (13) приводится к виду

$$\left[1 + \mu\left(c_{пр}/c_{ин}\right)(1-y)\right]dT_{ср}(x) = -Q_R dy(x). \qquad (14)$$

Упрощенное уравнение связи $T_{ср}(x)$ с $y(x)$ из решения (14) получается в виде [5]

$$T_{ср}(x) = T_{ср,0} + \theta^*(1-y), \qquad (15)$$

где $\theta^* = \mu\frac{Q_R}{c_{ин}}$.

Тогда, выразив концентрацию кислорода через концентрацию топлива $c_{т0}$ и долю несгоревшей массы y, получим дифференциальное уравнение для определения $y(x)$

$$\frac{dy}{dx} + \frac{k}{v(x)}y^2\left[1 + k^* - k^*y\right] = 0, \qquad (16)$$

где $k = a^*T_{ср,0}$; $a^* = \frac{aC_{т0}D_0}{\rho_ч 273}$; $k^* = \frac{\theta^*}{T_{ср,0}}$.

Приближенное решение (16) при начальных условиях x=0; y=1 имеет вид

$$\int_0^x\frac{dx}{v(x)} = \frac{1}{k(1+k^*)}\cdot\left[\frac{1}{1+k^*}\ln\left|\frac{1+k^*(1-y)}{y}\right| + \frac{1-y}{y}\right], \quad (17)$$

по которому легко определить координату выгорания x, если принять $\nu=\nu_0$=const.

Проведено сравнение расчетов по (17) с экспериментальными данными по сжиганию полидисперсных антрацитовых частиц в топке котла ТП-70 [6]. В расчетах использованы теплофизические характеристики антрацитовой пыли, приведенные в [6].

Результаты расчетов для различных начальных средних диаметров частиц представлены на рис. 1 в виде зависимости y от относительной длины факела $\bar{x} = \frac{x}{l_ф}$, где $l_ф$ – полная длина факела в топке.

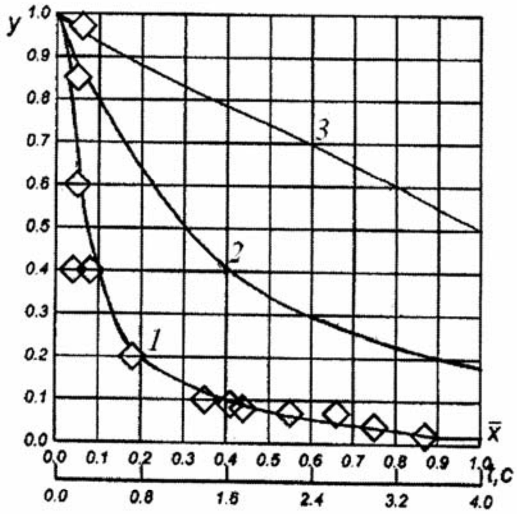

Рис. 1. Выгорание пыли антрацита. Кривые – расчет по (17); точки – экспериментальные данные [6]; средний начальный размер частиц: 1 – 44 мкм; 2 – 100 мкм; 3 – 200 мкм.

На выходе из топки при $\bar{x}=1$ доля несгоревшего топлива по (17) составляет $y_{\bar{x}=1} \cong 0{,}035 \div 0{,}04$, то есть ~3,5÷4 %, что согласуется с механическим недожогом q_4 для камерных топок (q_4≈4 %). Недожог связан с тем, что время пребывания крупных частиц в топке составляет t=4 с, хотя время полного сгорания крупных частиц может быть значительно больше, о чем свидетельствуют расчетные кривые для частиц с бóльшими начальными средними размерами (кривые 2 и 3).

2.2. Кинетический режим горения

Скорость горения одиночной частицы можно представить в виде

$$W(t,r) = -\frac{\beta C_к}{\rho_ч} k_0 \exp\left[-\frac{E}{RT_ч}\right] = \Omega(r)\omega(x), \quad (18)$$

где $\Omega(r)$=1; $\omega(x) = -\frac{\beta C_к}{\rho_ч} k_0 \exp\left[-\frac{E}{RT_ч}\right]$.

Автомодельная функция распределения имеет вид

$$f(x,r) = A\exp[-ar]\exp\left[a\int_0^x \frac{\omega(x)}{v(x)}dx\right] \quad (19)$$

При x=0 имеем начальную функцию распределения частиц по радиусам $f_0(r)$.

Автомодельные параметры (n=1)

$$a = \frac{1}{\langle r\rangle_0}; \ \langle r^n\rangle = \langle r^n\rangle_0 = \langle r\rangle_0^n \Gamma(n+1), \quad (20)$$

а дифференциальное уравнение для $y(x)$ получается из (6) с использованием (13), (15) и имеет вид

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{a^* \exp\left[-\frac{E}{RT_ч}\right]}{v(x)\left[T_{ср,0} + \theta^*(1-y)\right]} y^2, \quad (21)$$

где $a^* = a\frac{c_{т0} k_0 273}{\rho_ч}$; $\theta^* = \mu\frac{Q_R}{c_{ин}}$.

Температура частиц $T_ч$ в процессе горения может значительно превышать температуру среды $T_{ср,0}$, особенно при высоких концентрациях кислорода, имеющих место на начальном участке, когда выгорает основная масса топлива. Превышения температуры частиц можно оценить по эмпирической формуле Бабия В.И. и Ивановой И.П.

$$\Delta T_ч = 0{,}206(1900 - T_{ср,0})^{0,74} d_ч^{-0,16} C_к, \quad (22)$$

в которой $d_ч$ – диаметр частиц, мм, $C_к$ – концентрация кислорода, %. Согласно (22) среднее превышение температуры $\Delta T_ч$ для частиц с d=30 мкм в области сжигания основной массы топлива составляет ~600 °С.

На рис. 2. приведено сравнение расчетных по (21) и экспериментальных данных по сжиганию антрацитовой пыли с начальным средним размером частиц d_0=30 мкм в топке котла ТП-230-2 [6]. В расчетах использованы режимные данные [6].

Интенсивность работы топочного объема в [6] характеризуется изменением скорости выгорания топлива по относительной длине факела $\ddot{x}$. Скорость выгорания $\left(-\frac{dy}{dx}\right)$ можно определить по уравнениям (16) и (21) при постоянной скорости смеси $\nu(x)$=ν_0. Результаты расчетов приведены на рис. 3. в виде расчетных точек, а кривые – построены по обработке экспериментальных данных и приведены в [6].

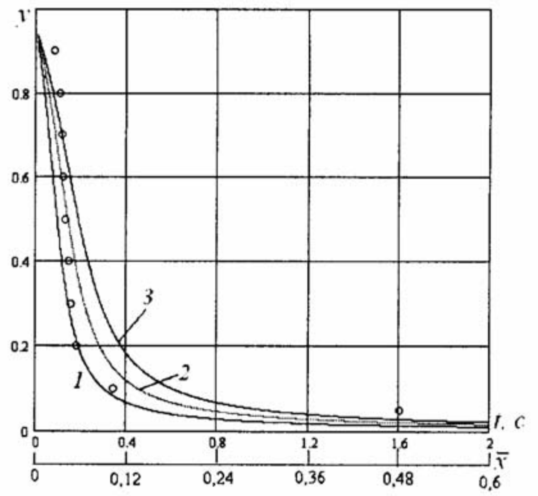

Рис. 2. Выгорание полидисперсной антрацитовой пыли в топке котла ТП-230-2. точки – эксперимент [6]; кривые – расчет по (37) для частиц диаметром: 1 – 20 мкм; 2 – 30 мкм; 3 – 40 мкм.

Из рис. 3. следует, что горение топлива для мелких частиц заканчивается на относительной длине факела $\bar{x}$=0,3 (котел ТП-230-2), а для более крупных частиц - на длине x=0,55÷0,6.

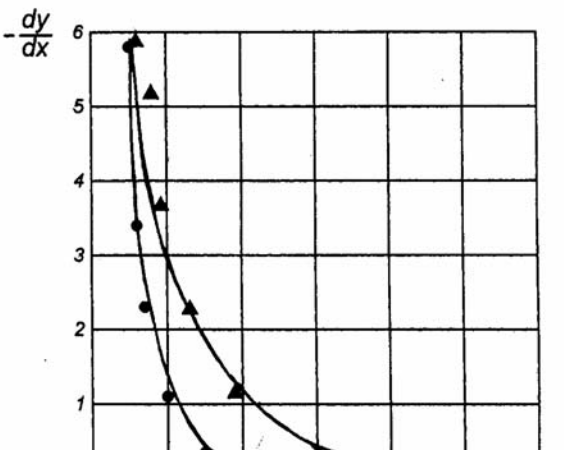

Рис. 3. Интенсивность работы топочного объема. 1 – котел ТП-230-2; 2 – котел ТП-70 [6]. Точки: ● - расчет по (21); ▲ – по (16).

Расчетный анализ изменения скорости горения безразмерной массы топлива показывает, что максимальная скорость достигается при выгорании ~60 % топлива.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение расчетных и экспериментальных данных по выгоранию полидисперсной антрацитовой пыли в диффузионном и кинетическом режимах показывает, что для анализа процесса горения полидисперсных топлив достаточно использовать автомодельную функцию распределения частиц по радиусам. Полученные формулы позволяют оценить скорости и степень выгорания полидисперсных топлив.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

A, a – константы;

$\alpha_д$ – коэффициент диффузионного обмена, м/с;

k_0 – предэкспоненциальный множитель, м/с;

E – энергия активации, кДж/кмоль;

R – газовая постоянная, кДж/(кмоль·К);

$T_ч$, $T_{ср}$, $T_{ср,о}$ – средняя температура частиц, среды текущая и начальная, К;

$Nu_д$ – диффузионный критерий Нуссельта;

D, D_0 – коэффициент диффузии кислорода текущий и начальный, м^2/с;

β - отношение молекулярных масс углерода и кислорода;

$C_к$, $C_{к0}$, $C_{т0}$ – концентрация кислорода текущая, начальная и концентрация топлива, кг/м^3;

$c_{ин}$, $c_к$, $c_{пг}$, $c_{пр}$ – теплоемкости инертного газа (азота), кислорода, продуктов сгорания и приведенная, кДж/(кг·к);

r – радиус частиц, м;

x – координаты потока, м.

Индексы:

0 – начальный; ин – инертный газ; к – кислород; пг – продукты горения; пр – приведенный; ср – среды; ч – частицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Автомодельный** режим эволюции ансамбля полидисперсных частиц / Шадрина А.Б., Голдобин Ю.М., Ясников Г.П. // Вестник МаГУ. Периодический журнал. Магнитогорск: МаГУ, 2004, вып. 5. С. 296-298.
2. **Buyevich Yu.A., Goldobin Yu.M., Yasnikov G.P.** Evolution of particulate system governed by exchange with its environment // Mass transfer. 1994. Vol. 37., №18. P.3003-3014.
3. **Стернин Л.Е.** Основы гидродинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. 212 с.
4. **Ясников Г.П.** О кинетике автомодельного режима испарения полидисперсной системы капель // ИФЖ. 1982. Т. 42, №2. С-243-250.
5. **Голдобин Ю.М.** О кинетике горения полидисперсной коксовой пыли // ИФЖ. 1986. Т. 50, №1 С. 114-120.
6. **Шагалова С.Л.**, Тимошинин Ю.А., Резник В.А., Шницер И.Н. Экспериментальное исследование процесса горения пыли АШ в топках мощных паровых котлов // Теплоэнергетика. 1963. №2. С. 2 - 9.