

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПЫЛЕУГОЛЬНОЙ АЭРОСМЕСИ СТРУЕЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

А. Д. Рычков, М. Ф. Жуков*

Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090 Новосибирск

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Проведено численное моделирование процесса воспламенения аэросмеси в пылеугольной горелке с предвключенным муфелем центральной осесимметричной струей воздуха, нагретого в электродуговом плазмотроне до температуры ≈ 5000 К. Этот процесс лежит в основе нового безмазутного способа розжига котельных агрегатов тепловых электростанций и является весьма перспективным как с экономической, так и с экологической точек зрения. Целью численного моделирования являлось исследование процесса воспламенения частиц угля в потоке и выяснение условий, при выполнении которых происходит переход к самостоятельному горению пылеугольной смеси. Полученные результаты позволили выявить существенную роль радиационного теплообмена в инициализации процесса горения частиц твердого топлива.

Одним из интересных примеров применения плазменных технологий в котельной технике является использование струи низкотемпературной плазмы при розжиге котельных агрегатов тепловых электростанций (ТЭС) и стабилизации горения пылеугольного факела [1]. Это позволяет отказаться от мазута или природного газа, обычно используемых для этих целей, автоматизировать процесс розжига, повысить полноту сгорания твердого топлива и снизить уровень выбросов в атмосферу вредных газов, т. е. значительно улучшить экономические и экологические показатели ТЭС. В настоящее время проведены полномасштабные эксперименты по плазменному розжигу пылеугольных котлов на Гусиноозерской ГРЭС и нескольких ТЭС Монголии и уже начато промышленное освоение этой новой технологии. Однако многие вопросы, связанные с более глубоким пониманием особенностей физико-химических процессов, протекающих при взаимодействии струи такой плазмы с пылеугольным потоком, остаются пока открытыми и требуют проведения дополнительных теоретических и экспериментальных исследований.

В данной работе рассматривается численное моделирование процесса воспламенения аэросмеси в пылеугольной горелке центральной осесимметричной струей низкотемпературной воздушной плазмы. С этой целью проведено исследование процесса воспламенения частиц угля в потоке и выяснение условий, при которых происходит переход к самостоятельному горению пылеугольной смеси.

На рис. 1 показана схема течения в пылеугольной горелке, представляющей собой трубу (муфель), по центральной части которой через сопловой насадок подается воздух, нагретый в электродуговом плазмотроне до температуры 5000 К, по периферийной — полидисперсный пылеугольный поток с весовым содержанием твердого топлива, типичным для пылеугольных горелок ТЭС. Течение в струе и периферийном низкоскоростном спутном двухфазном потоке предполагалось осесимметричным и турбулентным, учитывались силовое и тепловое взаимодействие между несущим газом и частицами, а также все основные стадии процесса зажигания пылеугольных частиц, включая выход летучих и их

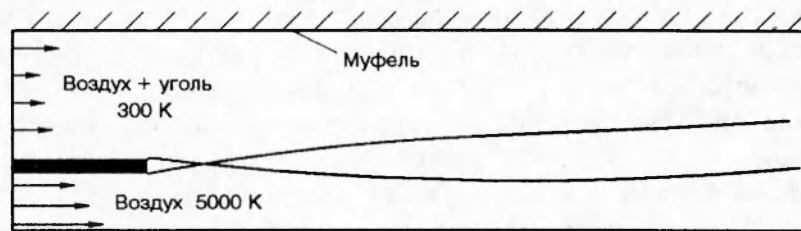


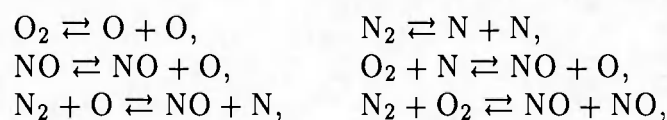
Рис. 1

горение, воспламенение и горение коксового остатка.

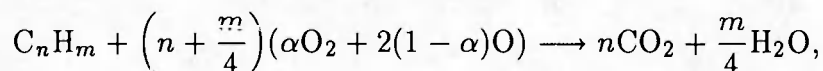
При описании этих процессов использовалась модель угольной частицы с прочным золовым каркасом [2], согласно которой при горении размер частицы не меняется, а изменяется лишь ее состав (следовательно, и удельный вес). Плотность частицы ρ_i представлялась формулой

$$\rho_i = \rho_0(C + V + A),$$

где C, V, A — массовые доли углерода, летучих и золы соответственно; ρ_0 — плотность исходного топлива. Предполагалось, что в состав летучих входят углеводороды, вода и углекислый газ: $V = \{C_nH_m, H_2O, CO_2\}$. В газовой фазе учитывались неравновесные химические реакции диссоциации и реакции обмена, протекающие в низкотемпературной плазме [3], скорости которых определялись на основе закона Аррениуса:



а также обобщенная реакция горения углеводородов

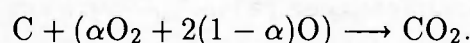


где α — относительная доля молекулярного кислорода в «обобщенном» окислителе, состоящем из смеси молекулярного и атомарного кислорода. Предполагалось, что лимитирующей стадией в процессе горения является турбулентное смешение, описываемое моделью дробления турбулентных вихрей [4]. В этом случае, например, массовая скорость горения C_nH_m определяется по формуле

$$J_{C_nH_m} = \min\{A\rho C_{C_nH_m}\varepsilon/k, A\rho C_{O_2}\varepsilon/k, A_1\rho(C_{H_2O} + C_{CO_2})/(1 + s)\varepsilon/k\},$$

где $s = (n + m/4)M_{O_2}/M_{C_nH_m}$ — стехиометрический коэффициент; A, A_1 — эмпирические постоянные.

Предполагалось, что горение углерода при избытке окислителя протекает по схеме одностадийной реакции



Характерной особенностью рассматриваемого течения является то, что вблизи выходного сечения соплового насадка существует область, свободная от частиц, в которую они по мере движения постепенно проникают за счет механизма турбулентной диффузии. На некотором расстоянии от этого сечения частицы могут даже пересекать ось симметрии, что вызывает определенные трудности при описании их движения в рамках континуального подхода. Поэтому в данной работе движение частиц рассматривалось в рамках траекторного метода пробных частиц, предложенного Кроу [5], а учет влияния турбулентных

пульсаций несущего газа на их движение проводился на основе метода случайных блужданий [6]. Под пробной частицей понимается «пакет» частиц одного размера, движущихся вдоль единой траектории. Поскольку частицы попадают в область смешения струи плазмы со спутным потоком, где течение близко к стратифицированному, кроме сил аэродинамического сопротивления, учитывалась и сила Саффмена, а также вращение частиц, которые предполагались сферическими. Рассматривался как конвективный, так и радиационный теплообмен между газом и частицами, причем последний на данном этапе исследований определялся наиболее простым способом — через среднюю радиационную температуру среды, учитывающую и тепловое излучение от струи плазмы.

Выход летучих рассчитывался на основе однокомпонентной схемы по реакции первого порядка, скорость которой определялась с помощью диффузионно-кинетической зависимости, учитывающей как кинетику процесса, описываемую законом Аррениуса, так и диффузионное сопротивление при прохождении летучих через массу частиц топлива [2]. При расчете горения углерода (коксового остатка) использовалась полуэмпирическая зависимость [7], учитывающая диффузионно-кинетический характер протекания этого процесса.

Система уравнений движения частиц, записанная вдоль траектории i -й частицы, имеет вид

$$\frac{du_i}{dt} = C_{Ri}(u - u_i) - \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_{bi}}(v - v_i) \left[\omega_i - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right] \equiv F_1; \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dv_i}{dt} = C_{Ri}(v - v_i) + \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_{bi}}(u - u_i) \left[\omega_i - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right] + \\ + \frac{9,69}{\pi \rho_{bi} d_i} \operatorname{sign} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) (u - u_i) \sqrt{\rho \mu \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|} \equiv F_2; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{d\omega_i}{dt} = C_{\omega i} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) - \omega_i \right]; \quad (3)$$

$$\frac{dm_{ci}}{dt} = -\beta \frac{A_c \exp(-E_c/RT_i) \rho C_{O_2}}{1 + A_c \exp(-E_c/RT_i) d_i / (DN_{uO_2})} \equiv J_c; \quad (4)$$

$$\frac{dm_{vi}}{dt} = -\frac{A_v \exp(-E_v/RT_i) m_{iv}}{1 + (1/6) A_v \exp(-E_v/RT_i) D_v} \equiv J_v; \quad (5)$$

$$c_i m_i \frac{dT_i}{dt} = \pi d_i^2 [\alpha_i (T - T_i) + \varepsilon \sigma (T_{cp}^4 - T_i^4)] + q_c J_c - q_v J_v \equiv Q; \quad (6)$$

$$C_{Ri} = \frac{18\mu}{\rho_{bi} d_i^2} [1 + 0,179 \operatorname{Re}_{pi}^{0,5} + 0,013 \operatorname{Re}_{pi}], \quad C_{\omega i} = \frac{60\mu}{\rho_{bi} d_i^2}, \quad \operatorname{Re}_{pi} = \frac{\rho |U - U_i|}{\mu},$$

$$u = U + u', \quad v = V + v',$$

где u_i, v_i, ω_i — компоненты вектора скорости U_i ; T_i — температура частицы; U, V, u', v' — осредненные и пульсационные параметры течения несущего газа (компоненты вектора скорости); T — осредненная температура газа; T_{cp} — средняя по сечению радиационная температура; m_i, m_{ci}, m_{vi} — масса частицы, углерода и летучих в ней; ρ_{bi}, d_i — плотность материала частицы и ее диаметр; q_c, q_v — тепловые эффекты реакций горения коксового остатка и выделения летучих; β — эффективный стехиометрический коэффициент.

Величины u', v' определялись как случайные с гауссовским распределением и среднеквадратичным отклонением, равным $(2/3)k$ [6].

Для описания движения несущего газа использовалась осредненная по Рейнольдсу система уравнений Навье — Стокса, замыкаемая стандартной $k - \varepsilon$ моделью турбулентности, в которой межфазные взаимодействия учитывались на уровне как осредненного,

так и пульсационного движений. Система таких уравнений для случая осесимметричного течения записывалась в следующем виде (по повторяющимся индексам производилось суммирование; $i, k = 1, 2$):

$$\frac{\partial}{\partial x_k} y \rho U_k = y n_p (\langle \langle q_c \rangle \rangle + \langle \langle q_v \rangle \rangle); \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} y \rho U_i U_k + \frac{\partial}{\partial x_k} y P = \frac{\partial}{\partial x_k} y [\mu \tau_{ik} - \rho \langle u'_i u'_k \rangle] + y n_p \langle \langle F_i \rangle \rangle; \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} y \rho H U_k = U_k \frac{\partial}{\partial x_k} y P + \frac{\partial}{\partial x_k} y \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} - \rho \langle h' u'_k \rangle + (\mu \tau_{ik} - \rho \langle u'_i u'_k \rangle) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right] + y n_p (\langle \langle Q \rangle \rangle + \langle \langle (\mathbf{U}, \mathbf{F}) \rangle \rangle); \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} y \rho U_k C_j = \frac{\partial}{\partial x_k} y \left[\left(\rho D_j + \frac{\mu_t}{S_{Ct}} \right) \frac{\partial C_j}{\partial x_k} \right] + y J_j; \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} y \rho U_k k = \frac{\partial}{\partial x_k} y \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] - y \left(\rho \langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \rho \varepsilon - k n_p \langle \langle \varepsilon_s \rangle \rangle \right); \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} y \rho U_k \varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_k} y \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] - y \left(C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \rho \langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - C_{\varepsilon 3} \varepsilon n_p \langle \langle \varepsilon_s \rangle \rangle \right); \quad (12)$$

$$P = \rho R_0 T \sum_j \left(\frac{C_j}{M_j} \right), \quad \tau_{ik} = \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \delta_{ik} \right), \quad \rho \langle u'_i u'_k \rangle = \frac{2}{3} \rho k \delta_{ik} - \mu_t \tau_{ik}, \quad (13)$$

$$\mu_t = C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \rho \langle h' u'_k \rangle = - \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial H}{\partial x_k},$$

где $\rho, \mathbf{U} = \{U_1, U_2\} \equiv \{U, V\}, H, P, T, C_j, M_j$ — осредненные параметры течения (плотность, вектор скорости, энтальпия, давление, температура, концентрации химически реагирующих компонентов смеси и их молекулярные веса ($j = \{O, O_2, N, N_2, NO, C_n H_m, CO_2, H_2O\}$)); u'_1, u'_2, h' — соответствующие пульсационные параметры; \mathbf{F} — вектор силового взаимодействия между газом и частицами; S_{Ct} — турбулентное число Шмидта.

Члены в двойных угловых скобках учитывают межфазные взаимодействия и определяются путем пространственно-временного осреднения входящих в скобки величин по отрезкам траекторий пробных частиц, пересекающих границы расчетной ячейки разностной сетки $V_{m,l}$:

$$n_p = \sum_k \eta_k \tau_k / V_{m,l}, \quad k \in (m, l), \quad \langle \langle \varphi \rangle \rangle = \sum_k \eta_k \int_0^{\tau_k} \varphi dt / \sum_k \eta_k \tau_k,$$

$$\langle \langle \varepsilon_s \rangle \rangle = \left\langle \left\langle 2 \sum_{i=1}^2 F_i \left(1 - \frac{\tau_L}{\tau_L + 1/C_{Ri}} \right) \right\rangle \right\rangle, \quad \tau_L = 0,35k/\varepsilon,$$

где n_p — концентрация частиц в ячейке; η_k — число частиц в «пакете» пробных частиц вдоль k -й траектории, определяемое из условий, задаваемых в начальном сечении; φ — правило осреднения величин $q_c, q_v, F_i, Q, \mathbf{U}, \mathbf{F}$ в уравнениях (8), (9).

Для системы уравнений (1)–(6) задавались только начальные условия во входном сечении горелки. При движении частицы могут отражаться от стенки трубы и пересекать ось симметрии. Граничные условия для системы (7)–(13) задавались типичными для внутренних турбулентных течений — условие прилипания на стенке трубы, условия симметрии на оси и «мягкие» граничные условия в выходном сечении. Предполагалось, что

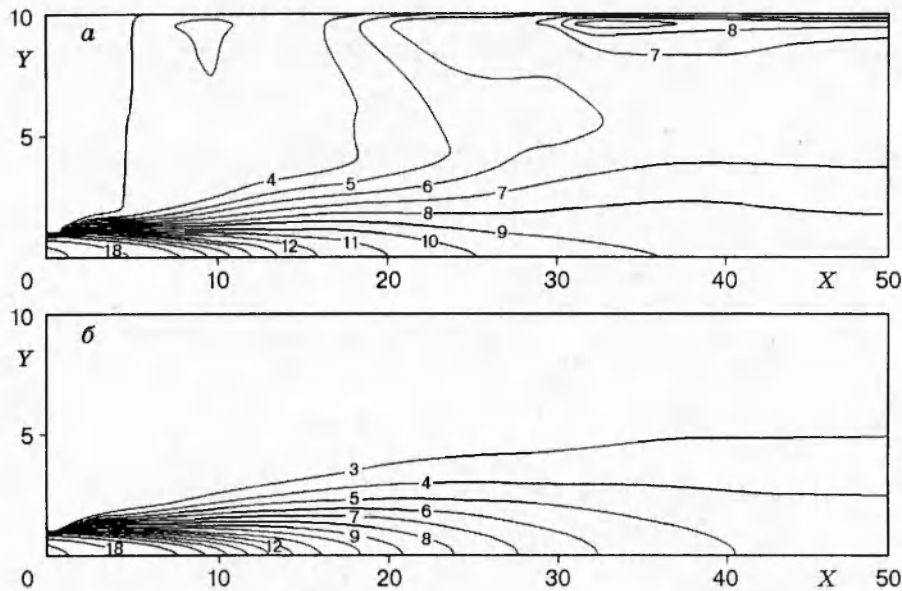


Рис. 2

во входном сечении имеет место развитое турбулентное течение с профилем продольной составляющей вектора скорости, меняющимся вблизи твердых стенок по «закону $1/7$ ».

Для решения системы уравнений (1)–(6), относящейся к классу «жестких», использовалась неявная A -устойчивая разностная схема второго порядка точности [8]. Система (7)–(13) решалась методом установления с помощью полунеявной разностной схемы Патанкара [9]. Учет межфазных взаимодействий осуществлялся итерациями при последовательном решении систем уравнений [8].

Расчеты процесса поджига проводились для случая полидисперсного пылеугольного потока (использовались частицы трех фракций) при следующих значениях основных параметров течения: $T_0 = 5000$ К, $T_b = 300$ К, $R_0 = 0,015$ м, $R_b = 0,15$ м, $d_1 = 8 \cdot 10^{-5}$ м, $d_2 = 10^{-4}$ м, $d_3 = 1,2 \cdot 10^{-4}$ м, $w_{p1} = 0,3$, $w_{p2} = 0,5$, $w_{p3} = 0,2$, $U_0 = 300$ м/с, $U_b = 10$ м/с, где T_0, T_b — температура струи и спутного потока во входном сечении; R_0, R_b — радиусы соплового насадка и муфеля соответственно; d_i, w_{pi} — диаметры частиц и относительные весовые доли каждой фракции; U_0, U_b — скорости газа в струе и в спутном потоке. Силовые и тепловые взаимодействия между различными фракциями частиц не учитывались. Массовый состав топлива, а также эмпирические коэффициенты в уравнениях (1)–(13) принимались такими же, как и в работе [2].

На рис. 2 приведены изотермы для двухфазного течения (а) и течения чистого газа (б) (линии проведены с шагом $\Delta T = 250$ К, все линейные размеры отнесены к радиусу выходного сечения соплового насадка). Видно, что вблизи среза соплового насадка за счет теплообмена с частицами температура струи падает быстрее, однако по мере выделения и горения летучих и коксового остатка температура в поле течения оказывается выше, чем в случае течения чистого газа. Интересен факт, что воспламенение частиц угля в потоке вне плазменной струи происходит вблизи стенки трубы (муфеля), что может быть связано с ведущей ролью радиационного теплообмена в процессе воспламенения, поскольку времена пребывания частиц в периферийной области течения оказываются наибольшими. Этот вывод подтверждается и динамикой выхода летучих, показанной на рис. 3 в виде изолиний их осредненных массовых долей $\langle\langle m_v \rangle\rangle$ в частицах угля, которая также свидетельствует о том, что для данной технологической схемы поджига радиационный теплообмен играет

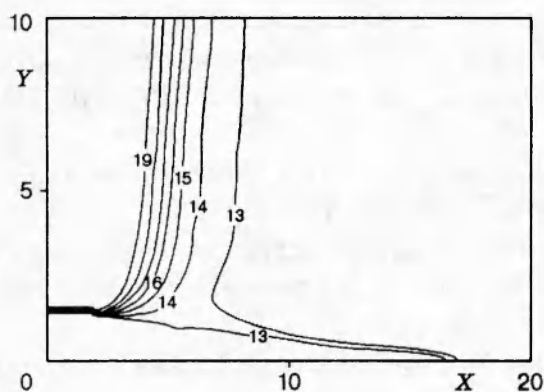


Рис. 3

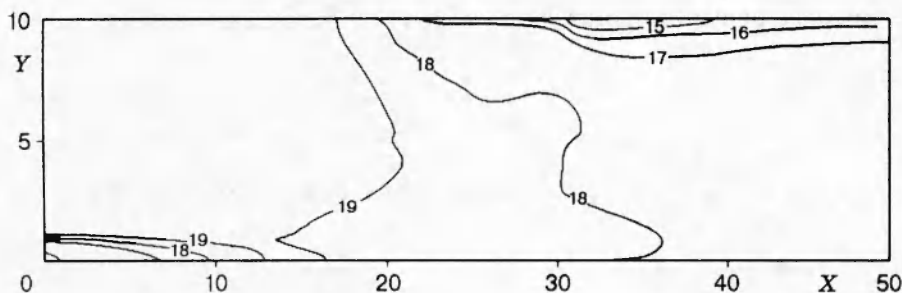


Рис. 4

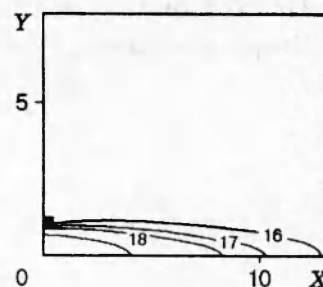


Рис. 5

основную роль в процессе выделения летучих из частиц угля. Воспламенение частиц, судя по положению изотерм на рис. 2,а, происходит значительно ниже по потоку. Об этом свидетельствует и картина распределения изолиний концентрации молекулярного кислорода (рис. 4), которая подтверждает, что горение коксового остатка начинается в периферийной части течения после воспламенения летучих.

Значительный интерес представляет исследование распределения доли атомарного кислорода в поле течения (рис. 5), поскольку наличие даже относительно небольших его концентраций может значительно интенсифицировать процесс поджига. На основании рис. 5 можно сделать вывод о том, что в исследуемой технологической схеме поджига практически весь атомарный кислород расходуется в реакциях рекомбинации вблизи среза соплового насадка в зоне, свободной от частиц, и его влияние на процессе воспламенения частиц топлива оказывается незначительным. По-видимому, его роль будет более существенной в том случае, если часть пылеугольного потока будет подаваться через сопловой насадок, т. е. проходить через область течения низкотемпературной плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-00-0858).

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Карпенко Е. И., Перегудов И. С. Плазменная безмазутная растопка котлов и стабилизация горения пылеугольного факела. Новосибирск: Наука, 1996.
2. Волков Э. П., Зайчик Л. И., Першуков В. А. Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994.

3. **Гинзбург И. П.** Трение и теплопередача при движении смеси газов. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975.
4. **Magnussen В. F., Hjertager Н.** On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion // Proc. 16th Intern. Symp. on Combustion. 1976. P. 747-759.
5. **Кроу В.** Исследование модели течения газа с небольшим содержанием частиц // Теорет. основы инж. расчетов. Сер. Д. 1982. № 3. С. 114-122.
6. **Мостафа А. А., Монджиа Ч. Ц., Макдонелл В. Г., Самуэлсен Г. С.** Распространение запыленных струйных течений. Теоретическое и экспериментальное исследование // Аэрокосмич. техника. 1990. № 3. С. 65-82.
7. **Бабий И. И., Куваев Ю. Ф.** Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. М.: Энергоатомиздат, 1986.
8. **Рычков А. Д.** Математическое моделирование газодинамических процессов в каналах и соплах. Новосибирск: Наука, 1980.
9. **Патанкар С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.

Поступила в редакцию 2/Х 1996 г.
