

536.3:621.793

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУЙНОГО ТОРКРЕТИРОВАНИЯ СТАЛЕПЛАВИЛЬНЫХ КОНВЕРТЕРОВ

Х. МИЛОШЕВИЧ

Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск

Статья посвящена математическому моделированию процесса струйного торкретирования (нанесения дополнительного огнеупорного покрытия) стенок сталеплавильных конвертеров с помощью двухфазных дозвуковых турбулентных струй. Моделирование двухфазного турбулентного течения рассматривается в рамках $k - \varepsilon$ -модели турбулентности с использованием ее модификаций, учитывающих как наличие второй фазы, так и особенности взаимодействия струи несущего газа со стенкой конвертера. Предложена модель образования торкретирующего слоя, состоящего из закрепившихся на стенке частиц, и исследована динамика его поведения. Сравнение с экспериментом подтверждает правильность принципов, положенных в основу модели.

Данная работа является продолжением исследований процесса струйного торкретирования (нанесения дополнительного огнеупорного покрытия) стенок сталеплавильных конвертеров с помощью двухфазных турбулентных струй, результаты которых были опубликованы в [1]. Здесь рассматривается процесс взаимодействия турбулентной дозвуковой осесимметричной двухфазной струи, содержащей частицы магнезита в вязкопластичном состоянии, с плоской стенкой.

Схема струйного торкретирования стенок сталеплавильного конвертера показана на рис. 1. Она включает специальную фурму 1, представляющую собой соосную трубу для раздельной подачи кислорода и торкретирующей массы (смесь мелкодисперсных частиц кокса и магнезита, транспортирующей газ — азот). В нижней части трубы имеется система сопел, формирующая двухфазные струи 2, доставляющие размягченные частицы магнезита к стенке конвертера. Их налипание на стенку и создает дополнительное огнеупорное защитное покрытие (торкретирующий слой). Применение струйного торкретирования позволяет существенно увеличить число плавов на одном конвентере без замены его основной огнеупорной кладки. Это приводит к сокращению простоев конвертера и дает значительный экономический эффект.

Математическое моделирование процесса торкретирования сводится к решению задачи о взаимодействии турбулентной двухфазной струи, содержащей частицы огнеупорного вещества (магнезита), со стенкой конвертера. Для того, чтобы частицы магнезита могли закрепиться на стенке, они должны при подлете к стенке иметь соответствующие скорости и находиться в вязкопластичном состоянии. Для достижения этого в струю дополнительно вводятся частицы кокса и подается кислород для его сжигания. Теплота, реализуемая от сгорания частиц кокса, нагревает частицы магнезита, которые при этом могут переходить в вязкопластичное состояние. Частицы кокса и магнезита

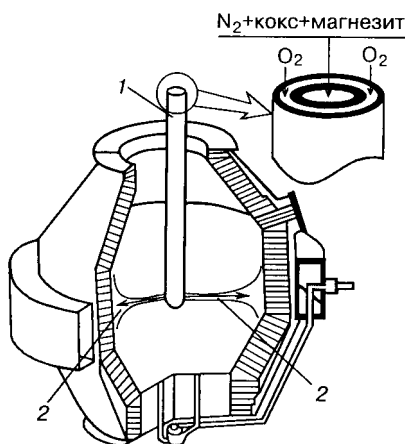


Рис. 1. Технологическая схема струйного торкретирования.

имеют разные размеры и движутся в турбулентной струе в условиях неравномерного распределения параметров по сечению, следствием чего является наличие трех возможных состояний частиц магнетита: твердое, вязкопластичное с твердым ядром и вязкопластичное. В дальнейшем фазовое состояние i -й частицы будем определять степень ее проплавленности $\alpha_i = 1 - r_{is}/r_i$, где r_{is} , r_i — радиус твердого ядра в i -й частице и собственно ее радиус. Подробности расчета такого течения в торкретирующей струе с учетом фазовых

переходов в частицах магнетита и некоторые результаты расчетов содержатся в [1].

1. ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Схема области течения при решении задачи о взаимодействии осесимметричной двухфазной турбулентной струи с плоской вертикальной стенкой показана на рис. 2 с учетом симметрии течения. Справа она ограничена плоской непроницаемой стенкой OC , снизу — осью симметрии струи OA . Левая граница области AB выбиралась как можно ближе к стенке таким образом, чтобы изменения параметров течения внутри области не оказывало на границу существенного влияния. Параметры течения на ней задавались из решения задачи о течении в двухфазной торкретирующей струе [1]. На верхней границе области BC , через которую вытекала двухфазная среда, задавались “мягкие” граничные условия.

Моделирование двухфазного турбулентного течения рассматривается в рамках $k - \varepsilon$ -модели турбулентности с использованием ее модификаций, учитывающих как наличие второй фазы [2], так и особенности взаимодействия струи несущего газа с преградой [3]. Для описания такого течения используется лагранжево-эйлеров подход, предложенный в работе [4], согласно которому движение несущего газа рассматривается в рамках континуальной модели с помощью системы осредненных уравнений Навье — Стокса, для описания же движения дисперсной фазы используется траекторная модель пробных частиц. Влияние турбулентности несущего газа на движение частиц и на процесс теплообмена между ними моделируется в рамках процесса случайного блуждания, как это было предложено в работе [2].

С учетом небольшой протяженности области течения по нормали к стенке, использовались следующие упрощающие предположения:

течение является стационарным и осесимметричным;

несущая среда состоит из окислителя O_2 , продуктов реакции CO_2 и инертного газа N_2 ; химические реакции в ней не происходят;

вторая фаза состоит из сферических частиц двух видов — кокса и магнетита; размеры всех частиц и степень проплавленности частиц магнетита постоянны и определяются их значениями, задаваемыми на границе AB ;

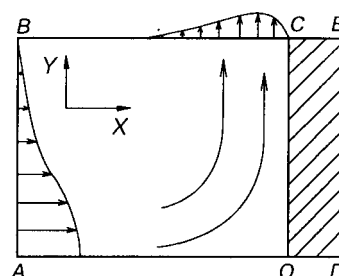


Рис. 2. Схема расчетной области.

учитывается только силовое взаимодействие между фазами; столкновениями между частицами пренебрегается.

Система осредненных уравнений Навье — Стокса записывается в следующем виде (по повторяющимся индексам производится суммирование, $i, k = 1, 2$):

$$\frac{\partial}{\partial x_k} y \rho U_k = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} y \rho U_i U_k + \frac{\partial}{\partial x_k} y P = \frac{\partial}{\partial x_k} y [\mu \tau_{ik} - \rho \langle u'_i u'_k \rangle] + y n_p \langle \langle F_i \rangle \rangle, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_k} y \rho H U_k = U_k \frac{\partial}{\partial x_k} y P + \frac{\partial}{\partial x_k} y \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} - \rho \langle h' u'_k \rangle + \right. \\ \left. + (\mu \tau_{ik} - \rho \langle u'_i u'_k \rangle) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right], \quad (3) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} y \rho U_k C_j = \frac{\partial}{\partial x_k} y \left[\left(\rho D_j + \frac{\mu_T}{Sct} \right) \frac{\partial C_j}{\partial x_k} \right] \quad (j = 1, 2), \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} y \rho U_k K = \frac{\partial}{\partial x_k} y \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial x_k} \right] - y \left(\rho \langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \rho \varepsilon - K \langle \langle \varepsilon_s \rangle \rangle \right), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_k} y \rho U_k \varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_k} y \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] - y \left(C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \rho \langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \right. \\ \left. - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - C_{\varepsilon 3} \varepsilon \langle \langle \varepsilon_s \rangle \rangle \right), \quad (6) \end{aligned}$$

$$P = \rho R_0 T \sum_{j=1}^3 (C_j / M_j), \quad (7)$$

$$\tau_{ik} = \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \delta_{ik} \right), \quad \rho \langle u'_i u'_k \rangle = \frac{2}{3} \rho k \delta_{ik} - \mu_T \tau_{ik},$$

$$\mu_T = C_\mu \rho k^2 / \varepsilon, \quad \rho \langle h' u'_k \rangle = -\frac{\mu_T}{\Gamma_T} \frac{\partial H}{\partial x_k}, \quad C_1 + C_2 + C_3 = 1,$$

$$\langle \langle U U_1 \rangle \rangle = U_1 - u_1, \quad \langle \langle U U_2 \rangle \rangle = U_2 - v_1,$$

где U_p , T , P — осредненные значения компонент вектора скорости, температур и давления, M_1 , M_2 — молекулярные массы O_2 и CO_2 соответственно, K , ε — турбулентная кинетическая энергия и скорость ее диссипации. Тензор турбулентных напряжений $\langle u'_i u'_k \rangle$ определяется через осредненные параметры течения. Члены в двойных угловых скобках описывают межфазные взаимодействия, способ их вычисления приводится ниже. Остальные обозначения стандартные. Движение частиц вдоль их траекторий описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{du_i}{dt} = C_{Ri}(u - u_i) \equiv F_1, \quad (8)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = C_{Ri}(v - v_i) \equiv F_2, \quad (9)$$

$$C_{Ri} = \frac{18\mu}{\rho_{bi}d_i^2} \left[1 + 0,179 \text{Re}_{pi}^{0,5} + 0,013 \text{Re}_{pi} \right],$$

$$\text{Re}_{pi} = \frac{d_i \rho |\bar{u} - \bar{u}_i|}{\mu}, \quad u = U + u', \quad v = V + v',$$

где C_{Ri} — коэффициент сопротивления. Значение индекса $i = 1$ соответствует параметрам частиц кокса, $i = 2$ — параметрам частиц магнетита.

В системе уравнений (1) – (7) источниковые 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 $V_{m,l}$:

$$n_{i,(m,n)} = \frac{\sum_k \eta_k \tau_k}{V_{m,l}}, \quad k \in (m, l), \quad \langle\langle \varphi \rangle\rangle = \frac{\sum_k \eta_k \int_0^{\tau_k} \varphi_k dt}{\sum_k \eta_k \tau_k},$$

$$\langle\langle Q \rangle\rangle = \langle\langle n_1 Q_1 + n_2 Q_2 \rangle\rangle, \quad \langle\langle S \rangle\rangle = \langle\langle u_1 F_1 + u_2 F_2 \rangle\rangle,$$

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

где n_i — концентрация частиц в ячейке, η_k — число частиц в “пакете” пробных частиц вдоль k -й траектории, определяемое по значению массового расхода частиц, задаваемого во входном сечении соплового устройства, φ — любое из $F_1, F_2, Q, S, \varepsilon_s, n_1 W$ и т. д. в (1) – (7).

Для учета влияния турбулентных пульсаций несущего газа на движение частиц использовался подход работы [2]. В этом случае при расчете движения частиц компоненты вектора скорости несущего газа рассматривались как суммы осредненных U_i и пульсационных величин u'_i . При этом величины u'_i определялись как случайные, подчиняющиеся нормальному распределению Гаусса со среднеквадратичным отклонением $2/(3K)$.

Модификация k — ε -модели для несущего газа заключалась в использовании переменных коэффициентов C_μ и $C_{\varepsilon 2}$. Для области свободной струи, которая определялась как область, лежащая выше диагонали OB , применялась корректировка Rodi [5]:

$$C_\mu = 0,09 - 0,04f, \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 - 0,0667f,$$

для остальной области (области растекания вдоль стенки) — корректировка Malin [6]:

$$C_\mu C_D = 0,09, \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 - 0,16f,$$

где

$$f = \left(\frac{h}{|\bar{U}|_m} \left| \frac{\partial |\bar{U}|_m}{\partial z} \right| \right)^{0.2}.$$

Здесь h — полуширина струи, $|\bar{U}|_m$ — максимальное значение модуля скорости на оси струи в корректировке Rodi ($z = x$) или вдоль стенки ($z = y$) в корректировке Malin. Как показано в работе [3], использование таких корректировок существенно улучшает согласование расчетов с экспериментом. Для расчета значений величин K и ε вблизи стенки на границе OC использовался хорошо известный метод пристеночных функций [7].

Система уравнений (1) – (7) решалась с использованием метода SIMPLE-C [8] на неравномерной прямоугольной сетке, сгущающейся к оси струи (граница AO) и к стенке (граница OC). Для решения уравнений движения частиц (8) – (9) использовалась неявная A -устойчивая разностная схема второго порядка точности [9].

2. МОДЕЛЬ ОСАЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Многочисленные исследования взаимодействия одиночных проплавленных частиц со стенкой, температура которой ниже температуры падающей частицы, показали, что основным параметром, определяющим закрепится ли она на стенке или нет, является температура в точке ее контакта со стенкой (см. работу [10] и обзор литературы в ней). Для частиц магнетита, частично или полностью находящихся в вязкопластичном состоянии, эта температура может быть определена по формуле [10]

$$T_k = (T_{10}K_\varepsilon + T_{20}) / (1 + K_\varepsilon) + \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \text{Re} \left(\frac{\text{Fo}a_1}{a_2} \right)^{3/2} \frac{K_\varepsilon(T_{10} - T_{20})}{(1 + K_\varepsilon)^2}, \quad (10)$$

здесь $K_\varepsilon = \sqrt{(\rho_1 c_1 \lambda_1) / (\rho_2 c_2 \lambda_2)}$, где $\rho_i, c_i, \lambda_i, T_{i10}, a_i$ — плотность, теплоемкость, теплопроводность, температура и температуропроводность частицы магнетита и материала стенки соответственно, Re, Fo — числа Пекле и Фурье. Если же частица находится в твердом состоянии, то предполагается, что всегда имеет место ее отражение от стенки. При этом для отраженной частицы ее масса, касательная составляющая вектора скорости и температура при отскоке от стенки не меняются, значение же нормальной компоненты вектора скорости определяется из соотношения $u_{i-} = -\beta u_{i+}$, где β — коэффициент аккомодации, учитывающий неупругость столкновения частицы со стенкой, u_{i+}, u_{i-} — скорости частицы в момент удара и после отскока. Аналогичная ситуация возникает и в том случае, если степень проплавленности частицы, т. е. толщина вязкого слоя на ее поверхности, недостаточна для удержания на стенке отскакивающей частицы за счет сил вязкости. Поэтому условием закрепления частицы на стенке является одновременное выполнение двух неравенств:

$$T_k \geq T_l \text{ и } m_i u_{i-}^2 / 2 \leq \mu_i u_{i-} S_{im}, \quad (11)$$

где T_l — температура перехода магнетита в вязкопластичное состояние, μ_i, S_{im} — вязкость проплавленного слоя и площадь пятна вязкой жидкости, растекающейся по стенке. Для сферической частицы приближенно можно положить $S_{im} = \pi h_i (2r_i - h_i)$, где $h_i = r_i - r_{is}$ — толщина проплавленного слоя, и

тогда из (11) определится минимальное значение h_i , при котором частица закрепляется на стенке. Коэффициент аккомодации при таком подходе учитывает в совокупности и многие другие аспекты процесса закрепления частицы на стенке — ее шероховатость, адгезионные свойства материала и т. д. Поэтому значение коэффициента определялось из условия согласования экспериментальных и расчетных данных только в точке начала образования торкретслоя на поверхности стенки конвертера.

Далее предполагалось, что нагрев стенки конвертера осуществляется лишь за счет теплопередачи от натекающей на нее струи, причем T_{20} не может превышать T_f . При этом условие $T_{20} = T_f$ моделирует наличие торкретирующего слоя, толщина вязкой части которого оказывается достаточной для того, чтобы удерживать все выпадающие на него частицы независимо от их агрегатного состояния. Влиянием самого торкретирующего слоя на процесс нагрева стенки пренебрегалось.

Температура поверхности стенки определялась из решения двумерного нестационарного уравнения теплопроводности, описывающего распространение тепла внутри стенки конвертера (область $OCED$) с помощью хорошо известного метода расщепления по пространственным переменным. Граничные условия полагались следующими: на границе DE задавалась температура окружающей среды $T = T_w$ (вне конвертера), OD — условия симметрии, CE — мягкие граничные условия. Значение температуры T_{20} на границе OC , где происходит формирование торкретирующего слоя, определялось из решения сопряженной задачи.

3. АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ

Для решения сопряженной задачи применялся следующий квазистационарный алгоритм:

1. В начале процесса торкретирования температура T_{02} на границе OC задавалась равной температуре T_b в пространстве внутри конвертера после слива из него стали. В качестве начального распределения температуры в стенке принималось стационарное решение уравнения теплопроводности с заданными значениями температур T_b и T_w на границах OC и DE соответственно.

2. На каждом полном шаге по времени в процессе решения нестационарного уравнения теплопроводности в области $OCED$ решалась стационарная задача (1) – (9) о натекании двухфазной струи на стенку. При этом на границе OC определялся тепловой поток из газовой фазы в стенку и рас считывалась температура T_{02} , по значению которой для падающих частиц из неравенств (11) выяснялось, закрепятся ли они на стенке или отразятся от нее. Движение отраженных частиц описывалось также системой уравнений (8) – (9) с начальными скоростями u_i .

3. По параметрам падающих частиц вдоль OC вычислялась толщина торкретирующего слоя из соотношения

$$\frac{d\delta_j}{dt} = \frac{\sum_k \rho_k u_k + y_j \Delta y_j}{\rho_b y_j \Delta y_j},$$

где Δy_j — шаг разностной сетки в j -м узле по оси OY ; суммирование производится только по частицам, прошедшим через сечение Δy_j и закрепившимся на стенке конвертера. Далее, начиная с п. 2, расчет повторялся.

Правомочность использования такого квазистационарного алгоритма связана с тем, что материал стенки конвертера (футеровка) имеет очень низкий коэффициент теплопроводности, в результате чего скорость распространения тепла в ней намного меньше, чем в газовой фазе.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты процесса торкретирования проводились для условий работы реального кислородного конвертера, для которого в [11] получены экспериментальные данные по динамике формирования торкретирующего слоя. Основные параметры течения приведены в работе [1], по методике которой определялись все значения параметров течения на входной границе AB . Начало координат расположено в выходном сечении соплового насадка торкретирующей фурмы.

На рис. 3 показана зависимость изменения толщины торкретирующего слоя от времени в точке пересечения оси струи со стенкой (линия). Сравнение с экспериментом [11] (точки) свидетельствует о работоспособности предложенной методики расчета. Как следует из рисунка, вплоть до второй секунды процесса торкретирования, когда стенка еще недостаточно прогрелась, имеет место практически полное отражение падающих частиц от стенки, а после шестой — полное налипание всех частиц. Это подтверждает и распределение плотности частиц вдоль оси струи, приведенное на рис. 4, где хорошо видна область формирования отраженных от стенки частиц в начале процесса обрызгивания торкретирующего слоя ($t = 2$ с) и отсутствующая в его конце ($t = 6$ с).

Наличие большой концентрации отраженных частиц приводит к неравномерности в распределении давления вдоль стенки (рис. 5), причем давление в точке растекания в начальный момент времени значительно превосходит давление в конце процесса, что связано с необходимостью совершения газом работы по транспортировке отраженных частиц вдоль стенки.

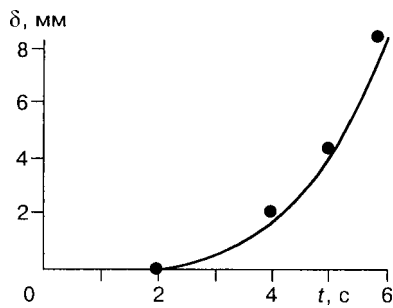


Рис. 3. Динамика формирования торкретирующего слоя.

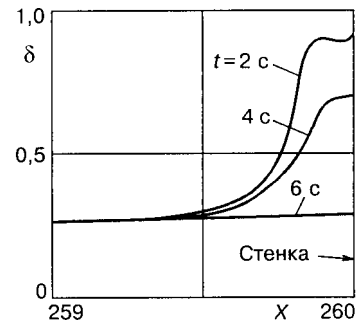


Рис. 4. Распределение плотности частиц вдоль оси струи.

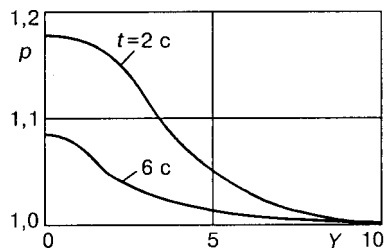


Рис. 5. Распределение давления вдоль стенки.

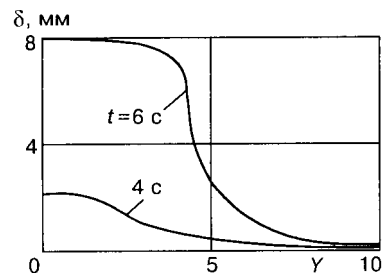


Рис. 6. Распределение толщины торкретирующего слоя вдоль стенки.

Динамика распределения толщины торкретирующего слоя δ вдоль стенки приведена на рис. 6. Видно, что имеет место значительная неравномерность величины δ . Это связано с особенностями распределения параметров частиц в поперечном сечении струи, натекающей на стенку.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. Разработана методика численного моделирования процесса струйного торкретирования стенок сталеплавильных конвертеров, основанная на точной постановке задачи.

2. Правомочность принятых допущений обоснована путем сравнения с натурным экспериментом на реальных конве ртерах.

3. Результаты численного моделирования позволили выяснить динамику формирования торкретирующего слоя и установить распределение его толщины по радиусу пятна.

Полученные результаты были использованы для совершенствования технологии процесса струйного торкретирования на ряде металлургических комбинатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Miloshevich H. and Rychkov A.D.** Mathematical modelling of two-phase turbulent flows in jets with allowance for the phase transitions in particles // *Rus. J. Numer. Anal. Math. Modelling.* — 1977. — Vol. 12, No. 4. — P. 363–371.
2. **Мостафа А.А., Монджиа Х.Ц., Макдонелл В.Г., Самуэлсен Г.С.** Распространение запыленных струйных течений. Теоретическое и экспериментальное исследование // *Аэрокосмическая техника.* — 1990. — № 3. — С. 65–82.
3. **Knowles K.** Computational studies of impinging jets using $k - \varepsilon$ turbulence models // *Int. J. for Numer. Methods in Fluids.* — 1996. — Vol. 22. — P. 799–810.
4. **Crowe C.T.** Review-numerical models for dilute gas-particle flows // *ASME J. of Fluids Engineering.* — 1982. — Vol. 104. — P. 297–303.
5. **Rodi W.** Turbulence models and application in hydrodynamics // *A State of the Art Review, IAHR, Deft.* — 1980.
6. **Malin M.R.** Prediction of radially spreading turbulent jets // *AIAA J.* — 1988. — No 26. — P. 750–752.
7. **Lauder B.E. Spalding D.B.** The Numerical computation of turbulent flows // *Comput. Methods. Appl. Mech. & Eng.* — 1974. — No. 3 (32). — P. 269–289.
8. **Raithby G.D., Van J.P. Doormaal,** Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flow // *Numer. Heat Trans.* — Vol. 7, No. 2. — 1984. — P. 147–163.
9. **Рычков А.Д.** Математическое моделирование газодинамических процессов в каналах и соплах. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1980.
10. **Жуков М.Ф., Солоненко О.П.** Высокотемпературные запыленные струи в процессах обработки порошковых материалах. — Новосибирск: Изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1990.
11. **Горбунов К.С., Маракулин Ю.А., Винокур Г.В. и др.** Решение задачи о формировании торкрет-слоя // Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. “Торкретирование и повышение стойкости футеровки металлургических агрегатов”. — Новокузнецк, 1983. — С. 44.

Статья поступила в редакцию 26 мая 1998 г.