

2. Хартон В.В. Дис. ... канд. хим. наук. – Минск, 1993. – 185 с.
3. Толочко С.П., Кононюк И.Ф., Зонов Ю.Г., Ивашкевич Л.С. Структура и свойства твердых растворов  $\text{LaCo}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$  // Неорган. материалы. – 1987. – Т. 23, № 5. – С. 829–833.
4. Fondado, Breijo M.P., Rey-Cabezudo C., Sanchez-Andujar M., Mira J., Rivas J., Senaris-Rodriguez M.A. Synthesis, Characterization, magnetism and transport properties of  $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$  perovskites // J. of Alloys and Compounds. – 2001. – N. 7. – P. 444–447.
5. Yoshii K., Abe H., Nakamura A. Magnetism and transport of  $\text{Ln}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3$  (Ln = Pr, Nd, Sm and Eu) // Materials Research Bulletin. – 2001. – N. 36. – P. 1447–1454.
6. Ohtani T., Kuroda K., Matsugami K., Katoh D. Electrical resistivity and thermopower of  $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)\text{MnO}_3$  and  $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)\text{CoO}_3$  at elevated temperatures // J. of the European Ceramic Society. – 2000. – N. 20. – P. 2721–2726.
7. Sadaoka Y., Sakamoto M., Nunziante P. and Gusmano G. Rare-earth perovskite-type oxides containing three metal elements from the decomposition of heteronuclear complexes // Abstr. of International Conference on Electronic Ceramics and Application, Electroceramics V, University of Aveiro, Portugal. – September 2 – 4, 1996. – P. 421–424.

УДК 533.915:001.57

Л.И. Красовская, профессор; М.А. Брич, ст. науч. сотрудник Института тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси

### **ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТРАНСПОРТИРУЮЩЕГО ГАЗА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТРЕХСТРУЙНЫХ ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ РЕАКТОРАХ МОЩНОСТЬЮ 200 КВТ**

A three-dimensional model of plasma jet mixing is used to numerically investigate the thermal structure of plasma flows in 200 kW reactors with three-jet cylindrical and conical mixing chambers of several types. The cold air blast (for transport of dispersed raw material) is taken into account.

Использование реакторов с плазменными теплоносителями помимо уменьшения габаритов оборудования позволяет осуществлять процессы с более глубокой степенью физико-химических превращений исходного сырья. Однако существуют принципиальные трудности для подачи дисперсного сырья непосредственно в зону электрической дуги или в ядро плазменной струи, связанные с высокой вязкостью плазмы и большими скоростями струй на выходе из плазмотронов. Реакторы с несколькими плазменными струями позволяют создавать кинематические схемы, обеспечивающие эффективное смешение и взаимодействие плазмы с сырьем. Камеру смешения обычно располагают в верхней части реактора, за ней следует водоохлаждаемый канал реактора. Дисперсное сырье подают по патрубку питателя через отверстие в центре крышки камеры смешения с помощью холодного транспортирующего газа. Если используют водоохлаждаемый патрубок, то он может быть заглублен в камеру смешения.

Условия формирования плазменного потока в камере смешения и ввода в него частиц сырья во многом определяют эффективность технологического процесса. Так как экспериментально исследовать газодинамику и температурные поля внутри реактора чрезвычайно сложно, целесообразно проводить математическое моделирование плазменных процессов. Наиболее распространенным типом многоструйных плазменных реакторов являются реакторы с цилиндрической или конусной (конической) каме-

рой смешения, на которую работают несколько (чаще всего три) плазмотронов, симметрично установленных на боковой поверхности камеры. Учитывая сложную геометрию объекта, целесообразно проводить численные расчеты при трехмерной постановке задачи.

Течение газа в плазменных устройствах является турбулентным. При моделировании осесимметричных турбулентных плазменных потоков опробованы  $k$ - $\epsilon$  модель турбулентности [1–7], модель пути перемешивания [6, 8], «двухжидкостная» (two-fluid) модель [9]. В данной работе при построении трехмерной модели плазменных потоков в реакторах с трехструйными камерами смешения использована  $k$ - $\epsilon$  модель как наиболее универсальная из применяемых в настоящее время моделей турбулентности. В обобщенной векторной форме основные дифференциальные уравнения, описывающие теплообмен и гидродинамику плазменных потоков, могут быть представлены следующим образом:

$$\partial(\rho\Phi)/\partial t + \text{div}(\rho\mathbf{v}\Phi) = \text{div}(\Gamma_{\Phi} \text{grad } \Phi) + S_{\Phi}, \quad (1)$$

где  $t$  – время;  $\rho$  – плотность;  $\mathbf{v}$  – вектор скорости;  $\Phi$  – обобщенная переменная, обозначающая составляющие скорости, полную энергию газа, равную сумме внутренней и кинетической ( $e + v^2/2$ ), кинетическую энергию турбулентности  $k$ , скорость диссипации энергии турбулентности  $\epsilon$ . Коэффициенты диффузии  $\Gamma_{\Phi}$  и источники члены  $S_{\Phi}$  приведены в таблице.

Таблица

**Коэффициенты диффузии  $\Gamma_{\Phi}$  и источники члены  $S_{\Phi}$  уравнений трехмерной модели турбулентных плазменных струй и потоков**

Уравнение	Переменная $\Phi$	Коэффициент диффузии $\Gamma_{\Phi}$	Источниковые члены $S_{\Phi}$
неразрывности	1	0	0
движения	$\mathbf{v}$	0	$-\text{grad } p + \mathbf{F} + \rho\mathbf{g} + \rho\mathbf{a}$
энергии	$v^2/2 + e$	$\eta/\sigma_h$	$-\text{div}(\rho\mathbf{v}) + \rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{v})$
энергии турбулентности	$k$	$\eta/\sigma_k$	$G - \rho\epsilon$
диссипации энергии турбулентности	$\epsilon$	$\eta/\sigma_{\epsilon}$	$(\epsilon/k)(C_1 G - C_2 \rho\epsilon)$

Здесь  $p$  – давление газа;  $\mathbf{F}$  – сила вязкого сопротивления;  $\rho\mathbf{g}$  – внешняя массовая сила;  $\rho\mathbf{a}$  – инерционные силы (центробежная и сила Кориолиса при использовании криволинейных систем координат);  $e$  – внутренняя энергия;  $G$  – скорость генерации энергии турбулентности;  $\eta$  – эффективный коэффициент вязкости, равный сумме коэффициентов молекулярной ( $\eta_m$ ) и турбулентной ( $\eta_t$ ) вязкости.

В  $k$ - $\epsilon$  модели турбулентности  $\eta_t = C_D \rho k^2 / \epsilon$ . Для эмпирических констант приняты значения  $C_1 = 1,43$ ;  $C_2 = 1,92$ ;  $C_D = 0,09$ ;  $\sigma_k = 1$ ;  $\sigma_h = 0,9$ ;  $\sigma_{\epsilon} = 1,3$ , рекомендованные Сполдингом и Паном и опробованные при моделировании осесимметричных плазменных потоков [1, 2, 3, 4, 5, 10]. Уравнения динамики решали совместно с уравнениями состояния идеального газа  $p = p(T, \rho, \mu)$ , причем для средней молярной массы газа  $\mu(T)$  и функциональной связи температуры с внутренней энергией  $T = T(e)$  использовали зависимости, полученные в предположении локального термодинамического равновесия.

Каналы плазменных реакторов обычно имеют цилиндрическую форму, поэтому математическую формулировку задачи и ее решение осуществляли с использованием

цилиндрической системы координат  $(r, \varphi, z)$ . Работа сил вязкости в единицу времени (A) для трехмерных течений описывается соотношением

$$A = \operatorname{div}(\underline{v} \tau) + \eta [2 (\partial_1 v_1)^2 + 2 (\partial_2' v_2)^2 + 2 (\partial_3 v_3)^2 + (\partial_1 v_2 + \partial_2' v_1)^2 + (\partial_1 v_3 + \partial_3 v_1)^2 + (\partial_2' v_3 + \partial_3 v_2)^2 + 3v_1/r \partial_2' v_2 - 2v_2/r(\partial_1 v_2 - \partial_2' v_1) + 2(v_1/r)^2 + (v_2/r)^2], \quad (2)$$

где  $v_1, v_2, v_3$  – радиальная, азимутальная и осевая компоненты вектора скорости;  $\tau$  – тензор вязких напряжений;  $\partial_1 \equiv \partial/\partial r$ ;  $\partial_2 \equiv \partial/\partial \varphi$ ;  $\partial_3 \equiv \partial/\partial z$ ,  $\partial_2' \equiv \partial_2/r$ .

В соответствии со схемой диссипации кинетической энергии турбулентного потока, кинетическая энергия макроскопического движения потока  $\rightarrow$  энергия турбулентных пульсаций  $\rightarrow$  энергия теплового движения молекул, в качестве величины скорости генерации энергии турбулентности  $G$  можно принять бездивергентную (диссипативную) часть выражения для работы сил вязкости в единицу времени:

$$G = \eta [2 (\partial_1 v_1)^2 + 2 (\partial_2' v_2)^2 + 2 (\partial_3 v_3)^2 + (\partial_1 v_2 + \partial_2' v_1)^2 + (\partial_1 v_3 + \partial_3 v_1)^2 + (\partial_2' v_3 + \partial_3 v_2)^2 + 3v_1/r \partial_2' v_2 - 2v_2/r(\partial_1 v_2 - \partial_2' v_1) + 2(v_1/r)^2 + (v_2/r)^2]. \quad (3)$$

В качестве граничных условий задавали значения температур и массовых расходов плазмы, поступающей из сопел плазмотронов. Давления на входе и выходе из реактора принимали равными атмосферному. На стенках задавали условие прилипания. Для  $\rho, k$  и  $\epsilon$  потоки в стенку полагали равными нулю. При расчете теплообмена предполагали, что плотность теплового потока в стенке  $q_w = \alpha(T_w - T_0)$ . Коэффициент теплообмена  $\alpha$  определяли из условия соответствия задаваемых мощности, подводимой в реактор с плазмой, и тепловых КПД камер смешения и каналов реакторов расчетным суммарным тепловым потерям в единицу времени.

Если в выходном сечении формируются возвратные течения, то при расчетах для соответствующих ячеек на выходе из камеры необходимо в качестве граничных условий задавать значения скалярных параметров  $\rho, \rho_e, \rho_k, \rho_\epsilon$ . В качестве таких параметров использовали среднемассовые значения  $\rho, \rho_e, \rho_k, \rho_\epsilon$ , усредненные по тем ячейкам выходного сечения, для которых  $v_z > 0$ . Построение дискретного (по пространству) аналога системы дифференциальных уравнений осуществляли на основе применения законов сохранения в интегральной форме для физических величин, усредненных по объемам элементарных расчетных ячеек, образованной тремя семействами поверхностей:  $r = \text{const}$ ,  $\varphi = \text{const}$ ,  $z = \text{const}$ . Скалярные параметры состояния газа (плотность  $\rho$ , давление  $p$ , температура  $T$ , плотность внутренней энергии  $\rho_e$ , плотность кинетической энергии турбулентности  $\rho_k$ , плотность скорости диссипации кинетической энергии турбулентности  $\rho_\epsilon$ ) считали заданными в центрах ячеек, а компоненты вектора скорости – в центрах граней ячейки, перпендикулярных соответствующей компоненте. Исходная система уравнений в частных производных (1) для обобщенной векторной переменной  $\Phi$ , рассматриваемой как функция времени  $t$  и пространственных координат  $r, \varphi, z$ , аппроксимируется системой обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих зависимость от времени параметров состояния в указанных точках. Интегрирование уравнений по времени проводили по методу Рунге – Кутты.

По разработанной программе выполнены расчеты полей скоростей и температур в цилиндрических электродуговых реакторах с трехструйными цилиндрическими и конусными (с углом при вершине  $60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ ) камерами смешения. Поток плазмы поступает в цилиндрический канал, следующий непосредственно за камерой смешения. Высота реакторов (включая камеру смешения) равна 50 см, а ширина совпадает с диа-



метром основания камеры (5 см или 10 см). Такая геометрия соответствует водоохлаждаемым электродуговым реакторам мощностью 200 кВт. Рассмотрен вдув в камеру смешения холодного воздуха, предназначенного для транспортировки дисперсного сырья, через патрубок по оси реактора.

В качестве базовых приняты температура плазмы на входе в реактор 5000 К и расход воздуха через каждый из плазмотронов 3 г/с. Тепловой КПД цилиндрических камер смешения 80%, конусных – 85%, потери в стенки каналов реактора приняты равными 15% от подводимой в реактор мощности. Начальная среднемаховая температура воздушной плазмы 5000 К. Холодным транспортирующим газом также является воздух. Давление на входе в камеры смешения и на выходе из реакторов  $10^5$  Па. Высота цилиндрических камер 11 см, высота конусных определяется углом раскрытия конуса. Центры входных отверстий для плазмотронов расположены равномерно на боковых поверхностях камер смешения на уровне середины их высоты. Плазменные струи вводятся перпендикулярно боковой поверхности камер. Транспортируемый газ подается в камеры смешения сверху по оси реактора по патрубку, который (при использовании для него водяного охлаждения) может быть заглублен в камеру. Расход транспортируемого газа в представленных расчетах принят равным 1 г/с, температура – 298 К. Такой набор параметров соответствует техническим характеристикам трехструйных электродуговых реакторов мощностью 200 кВт.

Для одинаковых расходов газа в трех плазмотронах (без закрутки) задача является симметричной (ось симметрии третьего порядка и три вертикальные плоскости симметрии). В этом случае двумя наиболее отличающимися продольными сечениями для полей температур и скоростей являются сечения, проходящие через ось плазмотрона и между двумя плоскостями симметрии на равных расстояниях от них. Соответствующие азимутальные углы плоскостей сечения (отсчет от оси одного из плазмотронов)  $\varphi=0^\circ$  и  $\varphi=30^\circ$ . При описании результатов расчетов будем использовать сокращенные обозначения камер смешения по типу Ц-50-20-90//10-17: Ц – цилиндрическая (К – конусная); 50 – диаметр основания камеры, мм; 20 – диаметр сопел плазмотронов, мм; 90 – угол ввода струй по отношению к направленной вниз оси камеры, град; 10 – внутренний диаметр патрубка для подачи транспортируемого газа, мм; 17 – заглубление патрубка в реактор, мм. Так как условия термической обработки частиц сырья в плазменном реакторе в первую очередь определяются температурой газа-теплоносителя, внимание будет направлено на структуру температурных полей в реакторе. При построении изотерм значения температуры в центрах ячеек соответствовали внутренней энергии газа для данной расчетной ячейки. Изотермы на представленных рисунках нумеруются по возрастанию температуры в направлении от стенок к высокотемпературным зонам; из-за недостаточного пространственного разрешения некоторые из них не обозначаются. Для удобства графического представления двумерных проекций полей температур вводили масштабирующие множители, уменьшающие длину реактора по отношению к его ширине.

Рассмотрим некоторые результаты, полученные при расчетах реакторов с цилиндрическими камерами, в которых транспортируемый газ подается по оси по патрубку диаметром 10 мм, не заглубленному в камеру (реакторы с камерами смешения Ц-50-20-90//10-0, Ц-50-10-90//10-0, Ц-100-20-90//10-0, Ц-100-10-90//10-0). В реакторе с камерой Ц-50-20-90//10-0, несмотря на подачу холодного транспортируемого газа, сохраняется высокотемпературное ядро (4800 К), образующееся при столкновении плазменных струй (рис. 1). В реакторах с камерами Ц-50-10-90//10-0 и Ц-100-20-90//10-0 условия

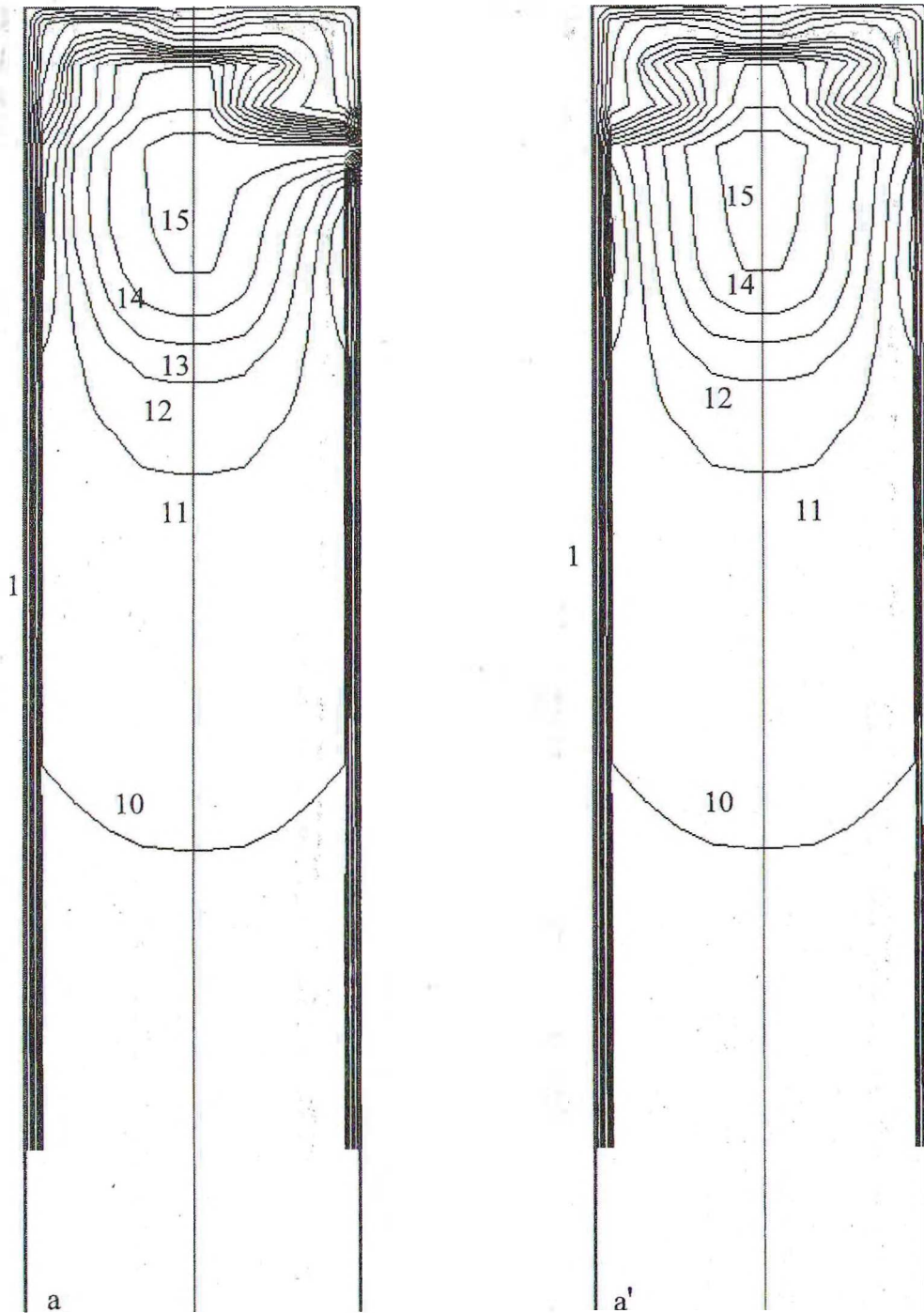


Рис. 1. Поля температур газа в реакторе с камерой смешения Ц-50-20-90//10-0. Азимутальный угол плоскости продольного сечения (отсчет от оси одного из плазмотронов)  $\varphi=0^\circ$  (а),  $\varphi=30^\circ$  (а'). Выводимые изотермы: 1 – 500, 2 – 1000, 3 – 1500, 4 – 2000, 5 – 2500, 6 – 3000, 7 – 3200, 8 – 3400, 9 – 3600, 10 – 3800, 11 – 4000, 12 – 4200, 13 – 4400, 14 – 4600, 15 – 4800 К

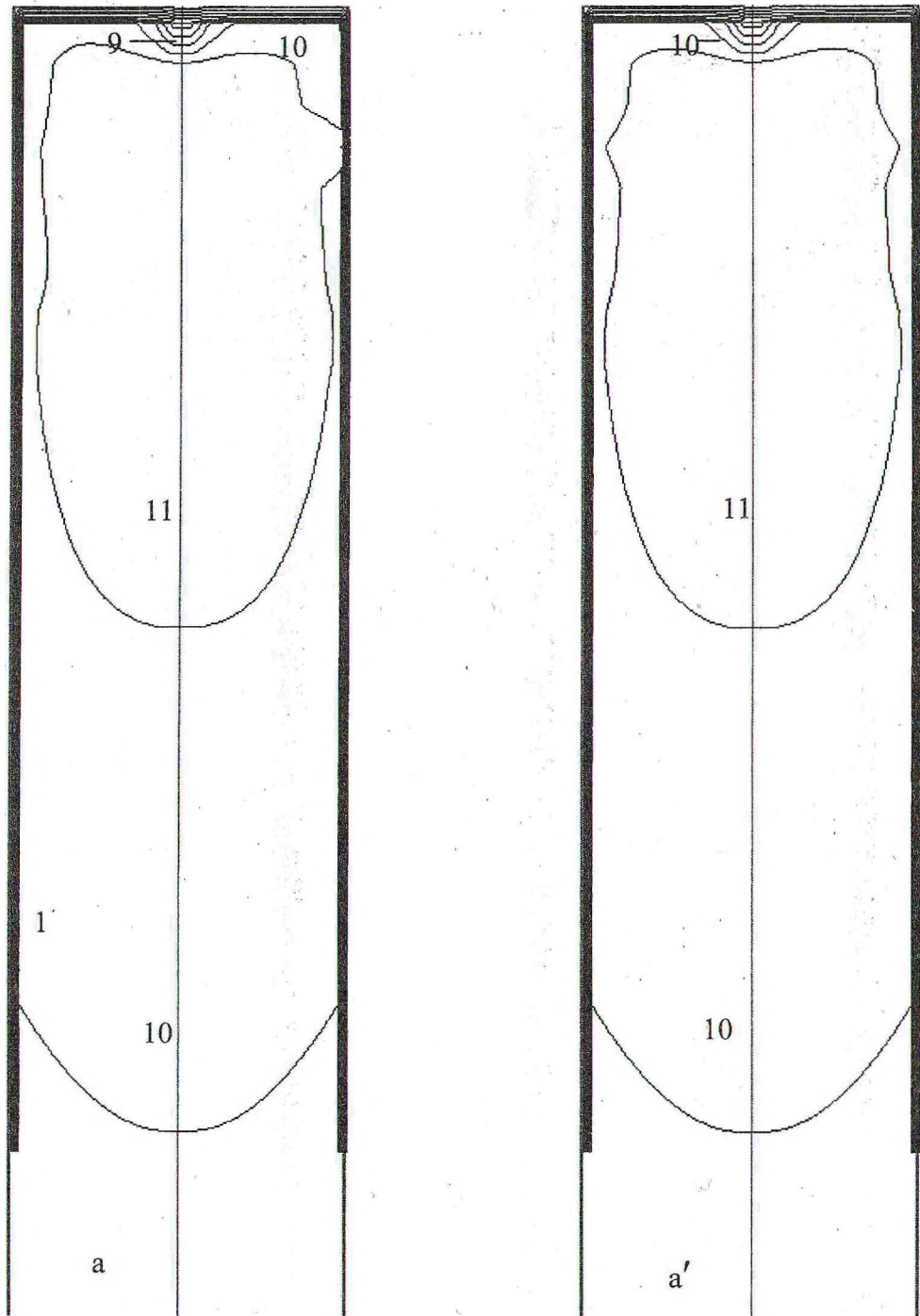


Рис. 2. Поля температур газа в реакторе с камерой смешения Ц-100-10-90//10-0. Азимутальный угол плоскости продольного сечения (отсчет от оси одного из плазмотронов)  $\varphi=0^\circ$  (а),  $\varphi=30^\circ$  (а'). Выводимые изотермы: 1 – 500, 2 – 1000, 3 – 1500, 4 – 2000, 5 – 2500, 6 – 3000, 7 – 3200, 8 – 3400, 9 – 3600, 10 – 3800, 11 – 4000, 12 – 4200, 13 – 4400, 14 – 4600, 15 – 4800 К

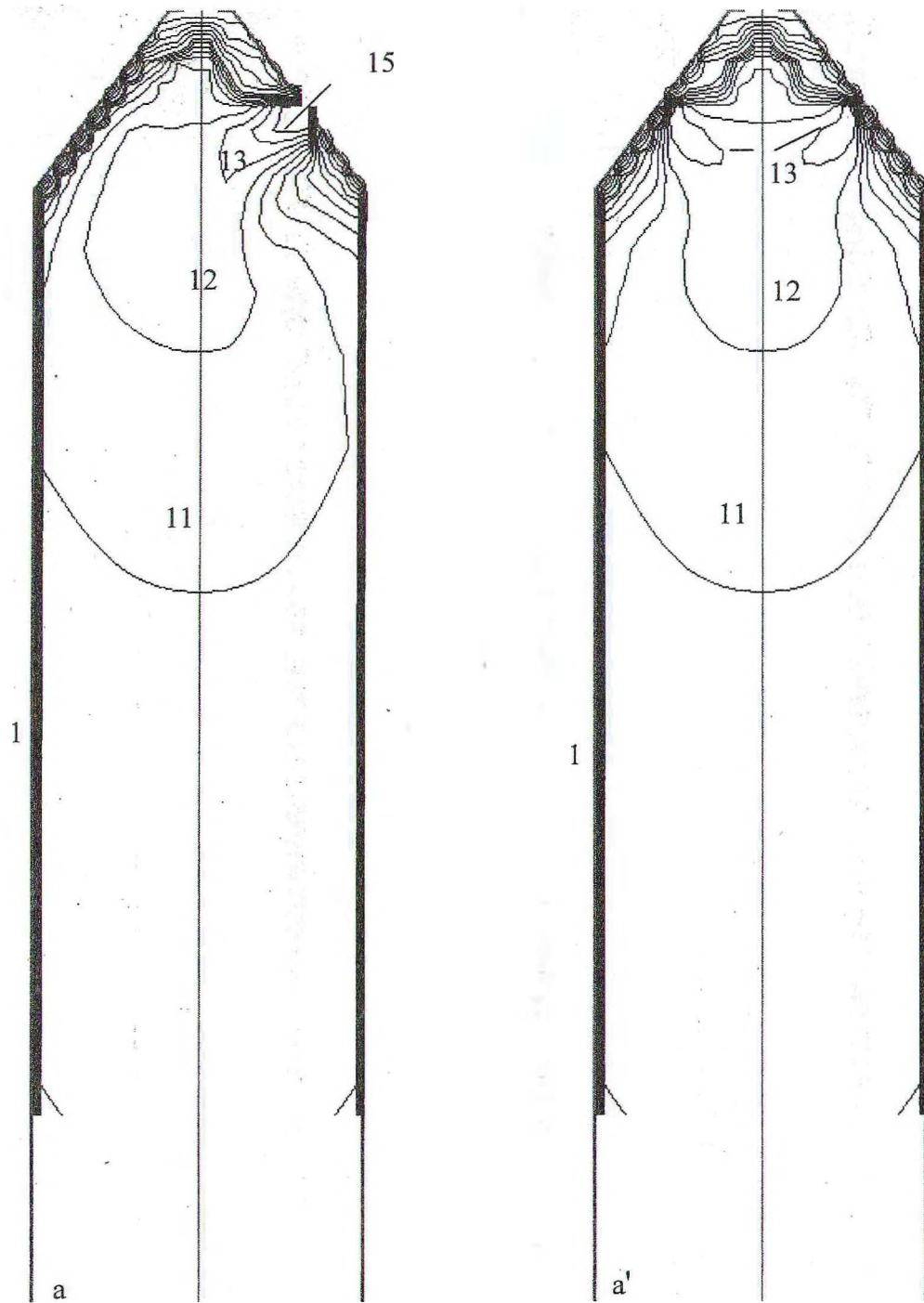


Рис. 3. Поля температур газа в реакторе с камерой смешения К-100-20-60//10-0. Азимутальный угол плоскости продольного сечения (отсчет от оси одного из плазмотронов)  $\varphi=0^\circ$  (а),  $\varphi=30^\circ$  (а'). Выводимые изотермы: 1 – 500, 2 – 1000, 3 – 1500, 4 – 2000, 5 – 2500, 6 – 3000, 7 – 3200, 8 – 3400, 9 – 3600, 10 – 3800, 11 – 4000, 12 – 4200, 13 – 4400, 14 – 4600, 15 – 4800 К



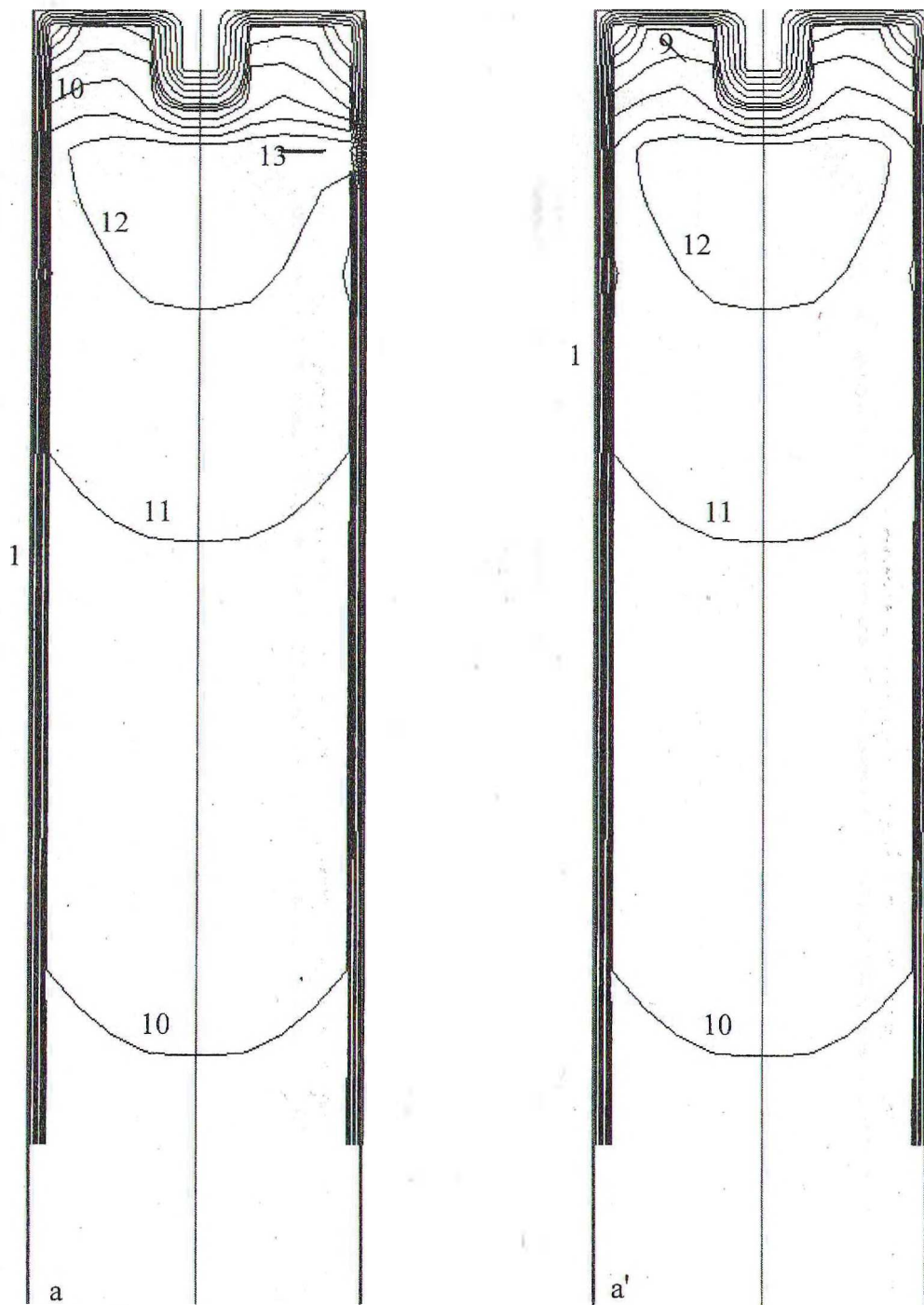


Рис. 4. Поля температур газа в реакторе с камерой смешения Ц-50-10-90//10-31. Азимутальный угол плоскости продольного сечения (отсчет от оси одного из плазмотронов)  $\varphi=0^\circ$  (а),  $\varphi=30^\circ$  (а'). Выводимые изотермы: 1 – 500, 2 – 1000, 3 – 1500, 4 – 2000, 5 – 2500, 6 – 3000, 7 – 3200, 8 – 3400, 9 – 3600, 10 – 3800, 11 – 4000, 12 – 4200, 13 – 4400, 14 – 4600, 15 – 4800 К



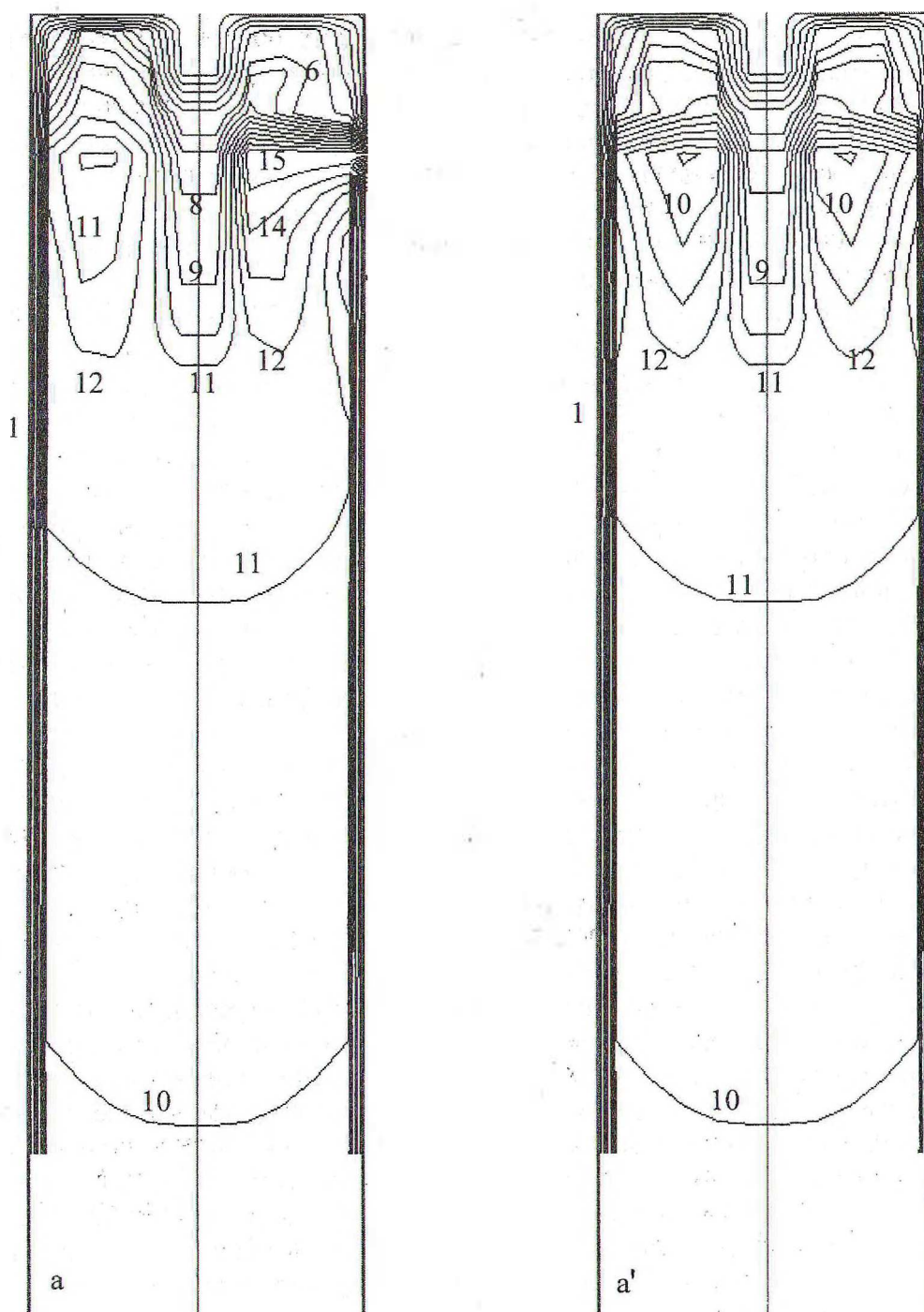


Рис. 5. Поля температур газа в реакторе с камерой смешения Ц-50-20-90//5-31. Азимутальный угол плоскости продольного сечения (отсчет от оси одного из плазмотронов)  $\varphi=0^\circ$  (а),  $\varphi=30^\circ$  (а'). Выводимые изотермы: 1 – 500, 2 – 1000, 3 – 1500, 4 – 2000, 5 – 2500, 6 – 3000, 7 – 3200, 8 – 3400, 9 – 3600, 10 – 3800, 11 – 4000, 12 – 4200, 13 – 4400, 14 – 4600, 15 – 4800 К

перемешивания более благоприятны, в них также образуются высокотемпературные ядра в центральной части камер, но с более низкой (4200 К) температурой. В реакторе с камерой Ц-100-10-90//10-0 почти весь объем занимает газ с температурой 4000 К (рис. 2). Сопоставляя температурные и газодинамические поля, можно сделать вывод, что при диаметре сопла плазмотронов 10 мм более высокие начальные скорости плазмы обеспечивают лучшее перемешивание с транспортирующим газом из-за достаточно высокой направленной вверх составляющей скорости горячего газа, находящегося в центральной части камеры смешения.

Среди реакторов с конусными камерами К-100-20-30, К-100-20-45, К-100-20-60 при отсутствии подачи холодного транспортирующего газа для первых двух сохраняется струйный характер течения плазмы, выходящей из сопел плазмотронов [11, 12]. Столкновение и более быстрое перемешивание плазменных струй имеет место в реакторе с камерой смешения К-100-20-60. Подача транспортирующего газа по незаглубленному патрубку диаметром 10 мм в реакторы с конусными камерами не дает существенного изменения характера течения газа в зонах ниже камер смешения по сравнению с вариантами расчетов без подачи транспортирующего газа. Температурные поля в указанных зонах также имеют подобие с вариантами без подачи транспортирующего газа [11, 12], однако значения температур сходным образом расположенных изотерм на ~300–400 К ниже за счет подмешивания в плазменные струи более холодного транспортирующего воздуха. Вариант расчета для реактора с камерой смешения К-100-20-60//10-0 представлен на рис. 3.

Подача транспортирующего газа по заглубленным в камеру патрубкам оказывает более существенное влияние на температурные и газодинамические поля в цилиндрических реакторах по сравнению с подачей через незаглубленные патрубки. В реакторах с камерами Ц-50-10-90//5-31 и Ц-50-10-90//10-31 высокотемпературное ядро с температурой 4200 К имеет верхнюю границу, лежащую почти в поперечной плоскости, проходящей через оси плазмотронов (рис. 4). В реакторах с камерами Ц-50-20-90//5-31, Ц-100-20-90//10-31 скорость истечения плазменных струй из сопел плазмотронов ниже, и холодный газ из патрубка, заглубленного на 31 мм, «прошивает» высокотемпературную зону по оси камеры смешения (рис. 5). Полученные результаты показывают, что, желая подать сырье по патрубку непосредственно в ядро потока, можно не достичь цели и даже ухудшить условия термообработки частиц сырья. В реакторе с камерой Ц-50-20-90//10-31 «прошивание» не происходит. Интенсивное смешение плазменных струй и транспортирующего газа в реакторе с камерой Ц-100-10-90 //5-31 приводит к тому, что почти весь его объем заполнен газом с температурой 4000–3800 К. Необходимо подчеркнуть, что во всех рассмотренных выше вариантах температура потока, в который попадает сырье, транспортируемое холодным газом, существенно ниже температуры плазмы на входе в реактор (5000 К).

Таким образом, анализ результатов показывает, что при одинаковых температурах и расходах плазмообразующего и транспортирующего газов структура температурных полей в реакторах с различной геометрией (диаметрами камеры, плазмотронов, патрубка для ввода транспортирующего газа и величиной его заглубления в камеру) может существенно отличаться. Оптимальный выбор плазменного оборудования для технологических целей требует комплексного анализа режимных и конструктивных характеристик реакторов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Dilawari A.H., Szekely J. The Mathematical Modelling of Transport Phenomena in Non-Transferred Plasma Systems: Accomplishments and Unresolved Problems // Plasma Processing and Synthesis of Materials: Materials Research Society Symposia. – 1987. – Vol. 98. – P. 3–19.
2. Dilawari A.H., Szekely J. Some Perspectives on the Modeling of Plasma Jets // Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 1987. – Vol. 7, N 3. – P. 317–339.
3. Jankovic M.M., Milojevic D.Z., Stefanovic P.L. Mathematical model for calculation of flow parameters of thermal plasma jet // Colloque de Physique. – 1990. – Vol. 51. – P. C5–229 – C5–236.
4. Chang C.H., Pfender E. Nonequilibrium Modeling of Low-Pressure Argon Plasma Jets; Part II: Turbulent Flow // Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 1990. – Vol. 10, N 3. – P. 493–500.
5. Pavlovic P.B., Zivkovic G.S., Stefanovic P.Lj., Saljnikov A.V. Mathematical model of turbulent particle laden plasma flow with interphase momentum heat and mass transfer in axisymmetric // 2<sup>nd</sup> European congress on thermal plasma processes. – 1992. – Vol. 1. – P. 381–388.
6. Lengerken D., Janasz Z., Hebecker D. Modelling of a Plasma Reactor for Destroying Hazardous Waste // VDI Berichte 1166. – 1995. – P. 575–582.
7. McKelliget J., Szekely J., Vardelle M., Fauchais P. The Temperature and Velocity Fields in a Gas Stream Exiting a Plasma Torch // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 1982. – Vol. 2. – P. 317–326.
8. Proulx P., Mostaghimi J., Boulos M.I. Modeling of the thermal treatment of powders in a plasma jet under dense loading conditions // 8<sup>th</sup> International Symposium on Plasma Chemistry. – 1987. – P. 13–18.
9. Huang P., Heberlein J., Pfender E. A Two-Fluid Model of Turbulence for a Thermal Plasma Jet // Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 1995. – Vol. 15, N 1. – P. 25–46.
10. Solonenko O.P., Sorokin A.L. Numerical Analysis of a Loading Effect by Alumina Particles in Axially Symmetric Plasma Jet Impinging on a Substrate // VDI Berichte 1166. – 1995. – P. 129–136.
11. Красовская Л.И., Брич М.А. Моделирование формирования плазменных потоков в реакторах с трехструйными камерами смешения. – Минск, 1999. – 52 с. (Препринт / АНК ИТМО НАН Беларуси, № 6).
12. Красовская Л.И., Брич М.А. Численное моделирование тепловой и газодинамической структуры плазменных потоков в электродуговых реакторах с трехструйными камерами смешения // ИФЖ. – 2001. – Т. 74, № 5. – С. 108–114.