

УДК 532.529:536.24

ДВИЖЕНИЕ И ТЕПЛОМАССОБМЕН ДИСПЕРСНОЙ ПРИМЕСИ В ТУРБУЛЕНТНЫХ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ СТРУЯХ ГАЗА И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

К. Н. Волков

Университет Суррея, GU2 7XH Гилфорд, Великобритания

E-mail: dsci@mail.ru

Моделируется движение и тепломассообмен частиц дисперсной примеси в неизотермических струях газа и низкотемпературной плазмы с учетом миграционного механизма движения примеси под действием силы турбофореза и влияния турбулентных пульсаций скорости струйного потока на тепломассообмен частицы. Распределение температуры внутри частицы на каждом шаге по времени находится из решения уравнения нестационарной теплопроводности. Закономерности рассеивания примеси, а также плавления и испарения индивидуальной частицы исследуются в зависимости от скорости инъекции и способа ввода частиц в струйный поток. Результаты расчетов сравниваются с данными, полученными без учета влияния турбулентных пульсаций на движение и тепломассообмен дисперсной фазы.

Ключевые слова: турбулентность, частица, струя, тепломассообмен, численное моделирование.

Введение. Плазменное напыление порошковых покрытий, являющееся эффективным методом восстановления и упрочнения поверхностей деталей машин и механизмов, позволяет формировать покрытия из различных материалов, обеспечивая широкий диапазон физико-химических и потребительских свойств.

Движение и нагрев частиц в струе, оказывающие значительное влияние на процесс формирования покрытия, требуют детального изучения. Влияние преграды на течение в струе существенно на расстояниях от поверхности порядка нескольких калибров, что приводит к незначительному изменению параметров частиц из-за их инерционности.

Для моделирования разреженных газодисперсных потоков, когда не учитываются взаимодействие частиц и их влияние на течение газа, широко применяется дискретно-траекторный метод пробных частиц [1]. В зависимости от способа учета влияния турбулентности несущего потока на движение частицы выделяются детерминистический и стохастический варианты дискретно-траекторного подхода [2].

При детерминистическом подходе положение частицы в начальный момент времени полностью определяет ее эволюцию. Взаимодействие частицы с турбулентными молями исключается из рассмотрения, что справедливо лишь для достаточно инерционных частиц. В случае течений с искривленными линиями тока, сопровождающихся плавлением и горением частиц, модель приводит к погрешностям в определении характеристик двухфазного потока [1, 2].

При стохастическом подходе влияние турбулентных пульсаций учитывается введением в уравнение движения пробной частицы случайных флуктуаций скорости несущего потока [2–4]. Взаимодействие частицы с турбулентными молями приводит к хаотизации

движения примеси, а положение частицы в данный момент времени определяет лишь вероятность ее пребывания в одном из возможных состояний в каждый последующий момент времени. Для получения статистически достоверной осредненной картины движения примеси необходим расчет большого числа пробных частиц.

Применение стохастического варианта дискретно-траекторного подхода при расчете неизотермических струйных систем [3, 4] позволяет, в частности, объяснить некоторые наблюдаемые в эксперименте аномальные явления [5, 6], такие как “шнурование частиц” в приосевой области струи, а также вынос частиц за пределы струи при их продольном вдуве на срез сопла.

Для расчетов газодисперсных струй в рамках дискретно-траекторного подхода разработаны модели различной степени сложности [7–10]. Во многих практических задачах нагрев, плавление и испарение частицы моделируются в рамках упрощенного подхода, в соответствии с которым теплопроводность материала частицы считается бесконечно большой, а градиентом температуры внутри частицы пренебрегается [2, 3, 8, 9, 11] (термически “тонкая” частица). Температура частицы осредняется по ее объему и изменяется только во времени, потери массы частицы в результате испарения и их влияние на движение частицы не учитываются. Предположение о неизотермичности крупных частиц ($r_p \approx 50$ мкм) является упрощающим, но необоснованным [12].

В других подходах находят применение решения, полученные из условия теплового баланса на поверхности частицы [12], или модели, в которых для расчета радиуса испаряющейся частицы используются полуэмпирические соотношения [11]. Для повышения точности расчетов решается уравнение нестационарной теплопроводности внутри частицы с соответствующими начальными и граничными условиями [13] (термически “толстая” частица). Для упрощения решения задачи с учетом конечной теплопроводности материала частиц используется параболическая аппроксимация температурного поля [14] (параболический профиль температуры не удовлетворяет уравнению теплопроводности, но удовлетворяет условию теплового баланса на поверхности капли). При постоянном коэффициенте теплоотдачи получается точное решение, а при произвольном задача сводится к решению интегрального уравнения [15].

Миграционный механизм движения примеси и влияние турбулентных пульсаций скорости несущего струйного потока на нагрев, плавление и испарение частиц, как правило, не учитываются.

В данной работе рассматривается влияние различных факторов на ускорение, нагрев, плавление и испарение частиц в неизотермическом струйном потоке. Влияние турбулентности на поведение дисперсной примеси учитывается путем введения случайных флуктуаций скорости струйного потока в уравнения, описывающие движение и тепломассообмен индивидуальной частицы. Распределение температуры внутри частицы находится из уравнения нестационарной теплопроводности, которое решается на каждом шаге по времени. Исследуется влияние условий истечения потока из сопла и ввода частиц в струйный поток на закономерности рассеивания, нагрев, плавление и испарение индивидуальной частицы. Результаты численных расчетов сравниваются с данными, полученными без учета влияния турбулентных пульсаций на движение и тепломассообмен дисперсной фазы.

Моделирование несущей фазы. Рассмотрим рассеивание и тепломассообмен частиц сферической формы в струях газа и низкотемпературной плазмы. Влияние примеси на несущий поток не учитывается. Плазма представляется в виде сжимаемого идеального газа и считается оптически тонкой.

Совместим ось x цилиндрической системы координат с осью симметрии струи. Начало системы координат поместим на срезе сопла. В качестве характерных масштабов для переменных с размерностью длины примем радиус выходного сечения сопла r_a , а для

переменных с размерностью скорости и температуры — скорость U_a и температуру T_a газа на срезе сопла.

Выбор модели для расчета параметров несущего струйного потока осуществляется в зависимости от параметра перегрева $\vartheta_a = h_a/h_\infty$.

Статистические характеристики турбулентности для умеренно нагретых струй ($\vartheta_a < 2 \div 3$) рассчитываются с помощью осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса, записанных в приближении неизотермического пограничного слоя, и $(k-\varepsilon)$ -модели турбулентности [3, 4] (учитывается поправка к постоянной, входящей в формулу для турбулентной вязкости). На выходе из сопла задаются радиальные профили скорости и температуры в виде

$$U_a(r) = U_a[1 - (r/r_a)^{n_1}], \quad T_a(r) = T_a[1 - (r/r_a)^{n_2}],$$

где $n_1 = 1,2$; $n_2 = 6$ [7]. Для кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации радиальные распределения на выходе из сопла принимаются в виде

$$k_a(r) = [U_a(r)\theta_a]^2/2, \quad \varepsilon_a(r) = c_\mu k_a(r)^{3/2}/L_a,$$

где θ_a и $L_a = 0,075r_a$ — степень и масштаб турбулентности на срезе сопла [9].

Для струй низкотемпературной плазмы ($\vartheta_a = 3 \div 12$) осредненное течение несущей среды моделируется на основе метода интегральных соотношений [4, 16]. Статистические характеристики турбулентности определяются в рамках приближенного подхода, основанного на обработке данных о микроструктуре струйных потоков [3, 4]. Основные полуэмпирические соотношения, описывающие распределения статистических характеристик турбулентности в затопленных струях, приведены в [4, 16]. Неизотропность турбулентных пульсаций струйного потока учитывается на основе подхода [4] (поперечная и окружная компоненты пульсации скорости составляют около 70 % продольной). Для расчета масштаба турбулентности используется эмпирическая зависимость [2].

Верхний предел параметра ϑ_a , разделяющего области, в которых решение строится различными способами ($(k-\varepsilon)$ -модель турбулентности и метод интегральных соотношений), является довольно условным и зависит от способа дискретизации основных уравнений, обеспечивающего устойчивость численных расчетов.

Движение частицы. Уравнения, описывающие движение пробной частицы сферической формы, имеют вид

$$\frac{d\mathbf{r}_p}{dt} = \mathbf{v}_p; \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \frac{3C_D\rho}{8\rho_p r_p} |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p| (\mathbf{v} - \mathbf{v}_p) - \frac{\mathbf{v}_p}{m_p} \frac{dm_p}{dt}. \quad (2)$$

При $Re_p \leq 10^3$ коэффициент сопротивления определяется по формуле [17]

$$C_D = 24(1 + 0,179 Re_p^{0,5} + 0,013 Re_p)f/Re_p.$$

Функция f учитывает влияние температурной зависимости теплофизических свойств среды на сопротивление частицы:

$$f = [\rho_\infty \mu_\infty / (\rho_w \mu_w)]^{0,6}.$$

При относительном движении частицы и газа число Рейнольдса находится по формуле

$$Re_p = 2r_p \rho |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p| / \mu.$$

Влияние турбулентности несущего потока на поведение дисперсной примеси учитывается путем введения случайных флуктуаций скорости несущего потока в уравнение (2). Для этого используется модель взаимодействия частицы с турбулентными молями [2].

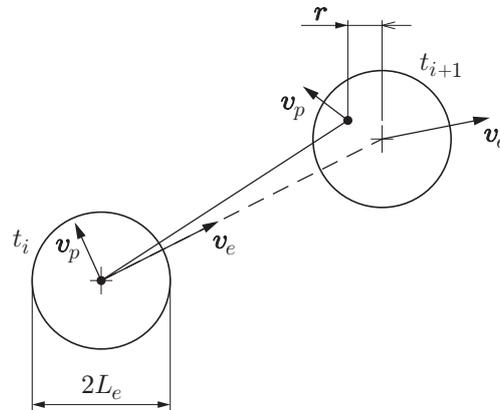


Рис. 1. Взаимодействие частицы и турбулентного моля в случае, когда частица не выходит за пределы исходного пульсационного моля ($r < L_e$, $t_{i+1} - t_i < t_e$)

Поле турбулентности моделируется совокупностью вихрей сферической формы, каждый из которых характеризуется некоторой скоростью, размером и временем существования:

$$\mathbf{v}_e = \{u_e, v_e, w_e\}, \quad L_e = 0,16k^{3/2}/\varepsilon, \quad t_e = L_e/(2k/3)^{1/2}.$$

Движущийся газовый моль увлекает попавшие в него частицы. Моль сохраняет пульсационную скорость в течение времени его существования (с момента выделения из одного слоя потока до момента смешения с другим слоем), теряя и приобретая свои свойства скачкообразно.

Скорость вихря раскладывается на среднюю и пульсационную составляющие. Средняя скорость рассчитывается путем интегрирования осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса. Пульсационная скорость выбирается из нормального распределения вероятности с нулевым математическим ожиданием и дисперсией, соответствующей кинетической энергии турбулентности. Полученное значение умножается на демпфирующую функцию, учитывающую неизотропность турбулентности и построенную на основе данных о микроструктуре струйных течений [3, 4, 16].

Предположим, что в момент времени t_i частица, движущаяся со скоростью \mathbf{v}_p , находится в центре вихря, который имеет скорость \mathbf{v}_e (рис. 1). С учетом относительного движения вихря и частицы в момент времени t_{i+1} возможны три ситуации: 1) частица остается в пределах исходного турбулентного моля и движется вместе с ним ($r < L_e$); 2) частица выходит за пределы исходного моля ($r > L_e$); 3) истекает время существования вихря, и свойства моля изменяются ($t_{i+1} - t_i > t_e$), при этом частица попадает в новый турбулентный моль и вновь начинается взаимодействие. В случае 1 в соответствии с новым положением частицы и новыми локальными характеристиками турбулентности вычисляются новые значения характерных масштабов вихря (скорость, размер и время существования). В случаях 2, 3 частица попадает в новый турбулентный моль, имеющий другие характеристики. Проводится розыгрыш новой флуктуации скорости несущего потока.

Время, за которое частица успевает выйти за пределы исходного моля, оценивается по линеаризованному уравнению движения частицы [1, 2]

$$t_c = -\tau_p \ln [1 - L_e/(t_p |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|)].$$

Время динамической релаксации частицы вычисляется по соотношению

$$t_p = 8\rho_p r_p / (3\rho C_D |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|).$$

Если $L_e > t_p |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|$, то выражение для t_c теряет смысл. Это значит, что частица не выходит за границы данного вихря до тех пор, пока он существует. В качестве временного критерия генерации новой флуктуации используется минимальное время из времен существования вихря t_e и прохождения частицы через вихрь t_c :

$$t = \begin{cases} \min(t_e, t_c), & L_e > t_p |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|, \\ t_e, & L_e \leq t_p |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|. \end{cases}$$

В качестве пространственного критерия используется интегральный масштаб турбулентности.

Уравнения (1) и (2) интегрируются вдоль траектории отдельной частицы и требуют задания только начальных условий — координат и скорости частицы в момент времени $t = 0$. При этом скорость несущего газа представляет собой случайную функцию пространственных координат и времени. Модель дополняется уравнениями, описывающими нагрев, плавление и испарение частицы.

Нагрев, плавление и испарение частицы. В зависимости от параметров несущего потока и размера частицы используются модели термически “тонкой” и термически “толстой” частиц.

Границы области применимости приближения термически “тонкой” и “толстой” частиц устанавливаются путем сравнения характерного времени перестройки (выравнивания) температурного поля внутри частицы $t_p = c_p^m \rho_p r_p^2 / \lambda_p$ с характерным временем изменения тепловых условий вблизи частицы $t = \min\{t_\vartheta, t_t\}$ (t_ϑ — время тепловой релаксации; t_t — характерный временной масштаб турбулентных вихрей). Согласно оценкам $t_t \ll t_\vartheta$. Если принять $t_t \approx 10^{-5}$ с, то для металлических частиц $t/t_p = 10^3 \div 10^{-1}$ (для частиц алюминия $t_p = 10^{-8}$ при $r_p = 1$ мкм и $t_p = 10^{-4}$ при $r_p = 100$ мкм). В расчетах переход от одной модели к другой происходит при $t/t_p = 0,8$.

Термически “тонкая” частица. Уравнение изменения температуры, описывающее конвективный и лучистый теплообмен между сферической частицей и несущим газом, записывается в виде

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{3}{c_p^m \rho_p r_p} [\alpha(T - T_p) - \psi \sigma (T_p^4 - T^4)] - \frac{\Lambda_m}{c_p^m m_p} \frac{dm_p}{dt}, \quad (3)$$

где c_p^m — теплоемкость материала частицы; ψ — степень черноты поверхности частицы; Λ_m — удельная теплота плавления. Коэффициент теплоотдачи частицы α выражается через число Нуссельта $\text{Nu}_p = 2r_p \alpha / \lambda$, для вычисления которого используется зависимость [17]

$$\text{Nu}_p = (2 + 0,459 \text{Re}_p^{0,55} \text{Pr}^{0,33}) f g_1 g_2.$$

Функция g_1 учитывает зависимость теплофизических свойств среды от температуры, функция g_2 — поправку на испарение частицы:

$$g_1 = \frac{c_{p\infty}}{c_{pw}}, \quad g_2 = \frac{\Lambda_v}{h_\infty - h_w} \ln \left(1 + \frac{h_\infty - h_w}{\Lambda_v} \right)$$

(Λ_v — скрытая теплота парообразования).

Обозначим через $z_p = 1 - m_p/m_{p0}$ относительную проплавившуюся массу частицы. При достижении температуры плавления T_m температура частицы не меняется ($dT_p/dt = 0$) и проплавление частицы описывается уравнением

$$\frac{dz_p}{dt} = \frac{3}{\rho_p r_p \Lambda_m} [\alpha(T - T_m) - \psi \sigma (T_p^4 - T^4)]. \quad (4)$$

При $T_p < T_m$ и $T_m < T_p < T_v$ температура частицы рассчитывается по уравнению (3), а при $T_p = T_m$ — по уравнению (4).

Количество тепла, необходимое для полного плавления частицы (при $T_p \geq T_m$), составляет

$$Q_m = m_p \int_{T_0}^{T_m} c_p^m dT + m_p \Lambda_m.$$

Критерии полного плавления и испарения частицы имеют вид

$$\int_0^t Q dt \geq Q_m, \quad \int_0^t Q dt \geq Q_m + m_p \int_{T_m}^{T_v} c_p^m dT + m_p \Lambda_v.$$

Термически “толстая” частица. При $0 \leq r \leq r_w$ и $t > 0$ температурное поле внутри частицы описывается нестационарным уравнением теплопроводности в сферических координатах:

$$\rho_p c_p^m \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) + S(r).$$

Источниковый член $S(r)$, учитывающий поглощение излучения в капле, в общем случае рассчитывается на основе теории Ми. Для упрощения расчетов используются различные приближенные соотношения [15]. Наличие дополнительного источника тепла, описываемого слагаемым $S(r)$, приводит к увеличению скорости испарения. В данной модели источниковый член не учитывается.

В начальный момент времени задается однородное распределение температуры $T_p(r, 0) = T_{p0}$. Граничные условия в центре частицы следуют из условия симметрии

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0.$$

На поверхности плавления ставится условие

$$\left(\lambda_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_w^-} - \left(\lambda_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_w^+} = \rho_p \Lambda_m \frac{dr_w}{dt}.$$

Перемещение фронта плавления описывается уравнением

$$\frac{dr_w}{dt} = \chi(T_m - T_w),$$

где T_w — температура поверхности; χ — кинетический коэффициент, учитывающий неравновесность процесса (в реальных процессах $\chi = 0,01 \div 0,85$ м/(К·с) в зависимости от материала частицы).

При постановке граничных условий на поверхности частицы учитываются ее нагрев за счет конвективного и радиационного потоков от газовой фазы и охлаждение за счет испарения:

$$4\pi r_w^2 \left(\lambda_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_w} = q_1 - q_2 - q_3.$$

Здесь $q_1 = 4\pi r_p^2 \alpha (T - T_w)$; $q_2 = \dot{m}_v \Lambda_v = -\rho_p \Lambda_v \dot{r}_p$; $q_3 = 4\pi r_p^2 \psi \sigma (T_w^4 - T^4)$. Скорость испарения частицы определяется диффузией пара через пограничный слой вокруг частицы:

$$\dot{m}_v = 2\pi r_p \rho D \ln [(1 + B) \text{Sh}]$$

(D — коэффициент диффузии; Sh — число Шервуда). Параметр массообмена B зависит от массовой доли пара в газовой фазе и концентрации пара на поверхности частицы.

Результаты расчетов. В расчетах объемная концентрация частиц не превышает 10^{-6} , поэтому конечное значение их объемной концентрации не учитывается. Число частиц в расчетной области не меняется.

Расчет параметров несущего потока проводится в осесимметричной постановке, в то время как для частиц решается трехмерная задача. В расчетах проводилось моделирование при различном числе траекторий пробных частиц N_p (в зависимости от их размера) вплоть до $N_p = 2,5 \cdot 10^4$. При этом погрешность уменьшается по закону $N_p^{1/2}$. Сравнение результатов, полученных при различном числе реализаций, показывает, что статистически независимая картина движения примеси получается при $N_p > 2 \cdot 10^4$ (при дальнейшем увеличении числа частиц точность изменяется не более чем на 2,5 %). Шаг интегрирования вдоль каждой траектории ограничивается временным и пространственным масштабами турбулентности. Уменьшение размера частиц приводит к увеличению числа реализаций, необходимых для получения статистически достоверной осредненной картины движения примеси, вследствие увеличения вклада взаимодействий частицы с вихрями меньших размеров. Переход к средним параметрам осуществляется с помощью осреднения по большому числу частиц.

Для решения задачи Коши применяются методы, позволяющие выделить в решении быстро и медленно затухающие компоненты [18], что позволяет повысить эффективность расчетов по сравнению с расчетами с использованием подходов [2–4]. Для восполнения параметров газа в точках, лежащих на траектории частицы, используется метод билинейной интерполяции. Критерием окончания расчета служит момент времени, соответствующий выходу частицы за границы расчетной области (при продольном вдуве частиц), момент времени, когда частица пересекает ось струи (при поперечном вдуве частиц), или момент времени, соответствующий полному испарению частицы (в обоих случаях).

Рассмотрим рассеивание и нагрев примеси оксида алюминия в затопленной струе плазмы воздуха при продольном ($x = 0$, $r/r_a = 0; 0,5; 1,0$) и поперечном ($x = 0$, $r/r_a = 1$) вдуве частиц на срез сопла. Начальные параметры газовой и дисперсной фаз следующие: $r_a = 3$ мм, $U_a = 500$ м/с, $T_a = 4700$ К, $U_{pa} = 0 \div 500$ м/с, $V_{pa} = 0 \div 10$ м/с, $T_{pa} = 300$ К, $r_p = 5 \div 100$ мкм. Теплофизические свойства газа и частиц взяты из работы [19] (с учетом их зависимости от температуры).

Движение частицы в турбулентном потоке определяется турбулентным числом Стокса, представляющим собой отношение времени динамической релаксации частицы к характерному временному масштабу турбулентных вихрей. При движении малоинерционных частиц переменного размера, подчиняющемся стоксову закону сопротивления, число Стокса перестает быть постоянным и анализ поведения примеси усложняется (обычно число Стокса равно отношению времени релаксации частицы к характерному времени изменения параметров несущего потока).

Результаты расчетов, характеризующие рассеивание примеси на участке расширения струи в зависимости от размера частиц, места и скорости их вдува на срез сопла, показаны на рис. 2–4 (сплошные линии соответствуют результатам, осредненным по ансамблю реализаций). Приведенные результаты получены на основе модели термически “тонкой” частицы [3, 4] и имеют иллюстративный характер, позволяя оценить отклонение частицы от средней траектории.

При моделировании движения примеси в рамках детерминистического подхода в случае продольного вдува траектории тяжелых частиц представляют собой линии, параллельные оси симметрии струи (поперечная составляющая скорости струйного потока не оказывает существенного влияния на движение таких частиц).

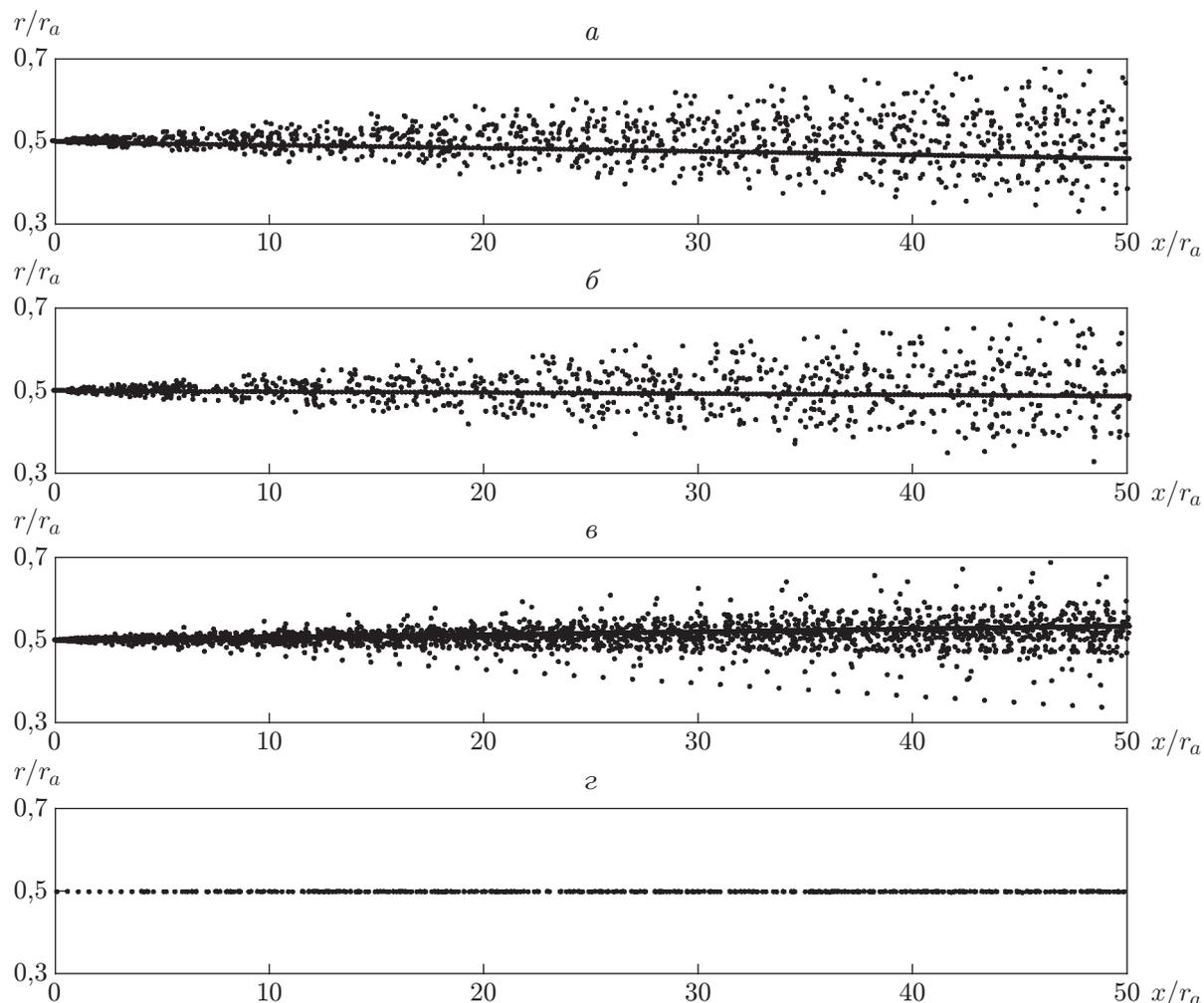


Рис. 2. Реализации случайных траекторий частиц в случае продольного вдува при $r = 0,5$:

$a, б$ — $r_p = 10$ мкм; $в, г$ — $r_p = 50$ мкм; $a, в$ — $U_{pa} = 0$; $б, г$ — $U_{pa} = 500$ м/с

В стохастической модели учитывается взаимодействие частиц с турбулентными модами. При этом для мелких частиц ($r_p \approx 10$ мкм) неоднородность поля турбулентности газовой фазы, в которой имеется минимум кинетической энергии, в приосевой области струи приводит к появлению турбулентной миграции частицы (силы турбофореза) в направлении уменьшения пульсационной энергии газа, т. е. к оси струи. На основном участке струи градиенты кинетической энергии турбулентности вблизи оси струи невелики, поэтому влияние турбофореза уменьшается.

Для крупных частиц ($r_p \approx 50$ мкм) пульсации скорости не оказывают существенного влияния на движение примеси на всем участке расширения струи в силу инерционности таких частиц. Однако и в этом случае наблюдается слабая миграция частиц в направлении уменьшения пульсационной энергии газа.

Уменьшение начальной скорости движения частиц (от U_a до нуля) приводит к более существенному рассеиванию примеси. Такое поведение примеси обусловлено тем, что частицы с начальной скоростью движения, меньшей скорости потока, в течение более длительного времени движутся в области с максимальными турбулентными пульсациями (в зоне начального участка струи). Изменение координаты точки вдува частиц на срез

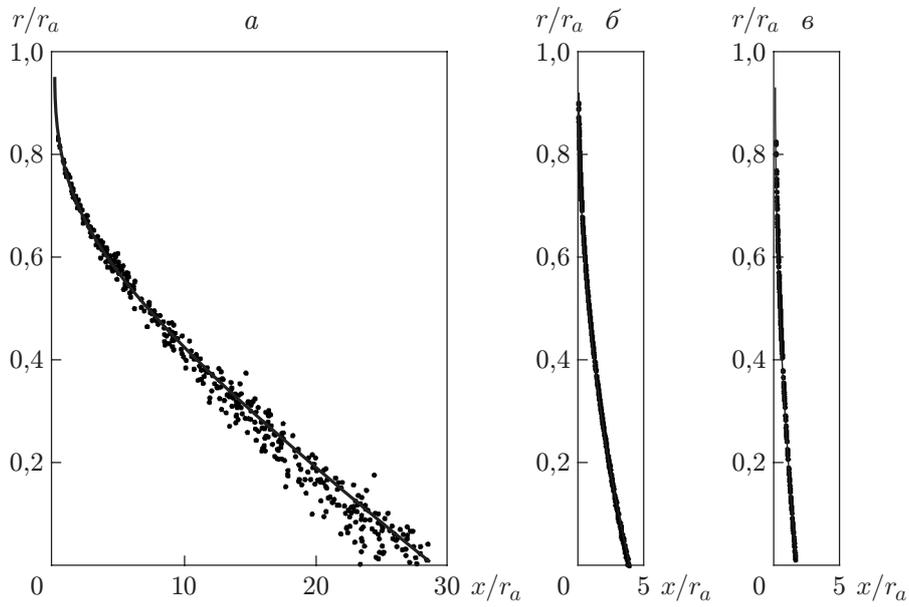


Рис. 3. Реализации случайных траекторий частиц в случае поперечного вдува при $r_p = 30$ мкм:
 а — $V_{pa} = 2$ м/с; б — $V_{pa} = 4$ м/с; в — $V_{pa} = 8$ м/с

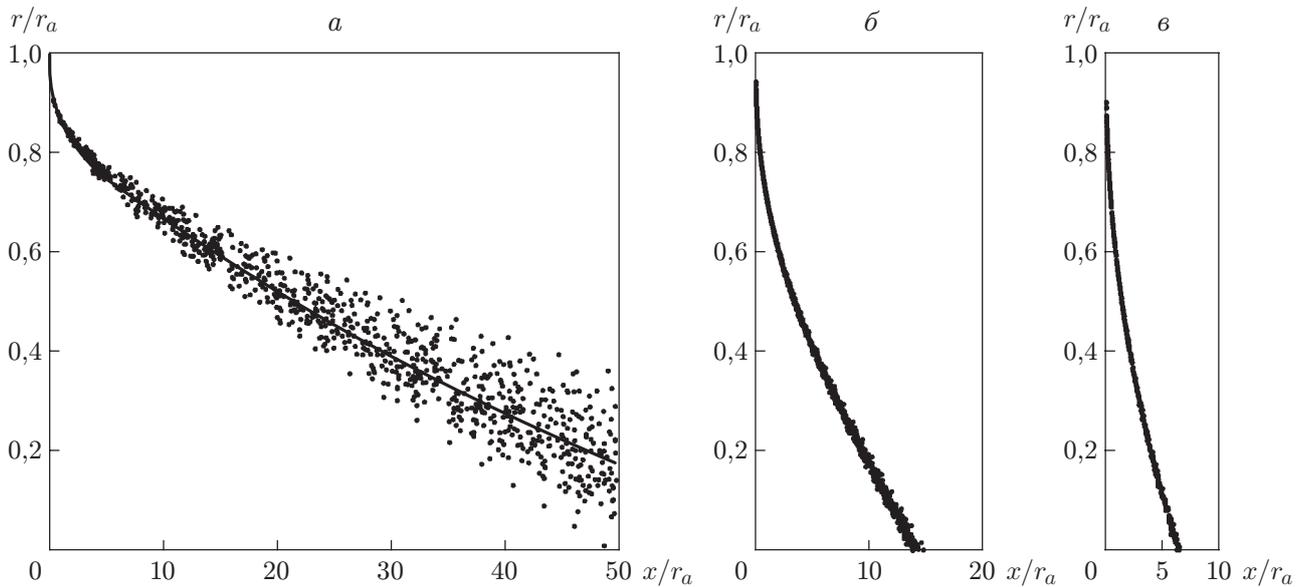


Рис. 4. Реализации случайных траекторий частиц в случае поперечного вдува при $V_{pa} = 4$ м/с:
 а — $r_p = 10$ мкм; б — $r_p = 30$ мкм; в — $r_p = 50$ мкм

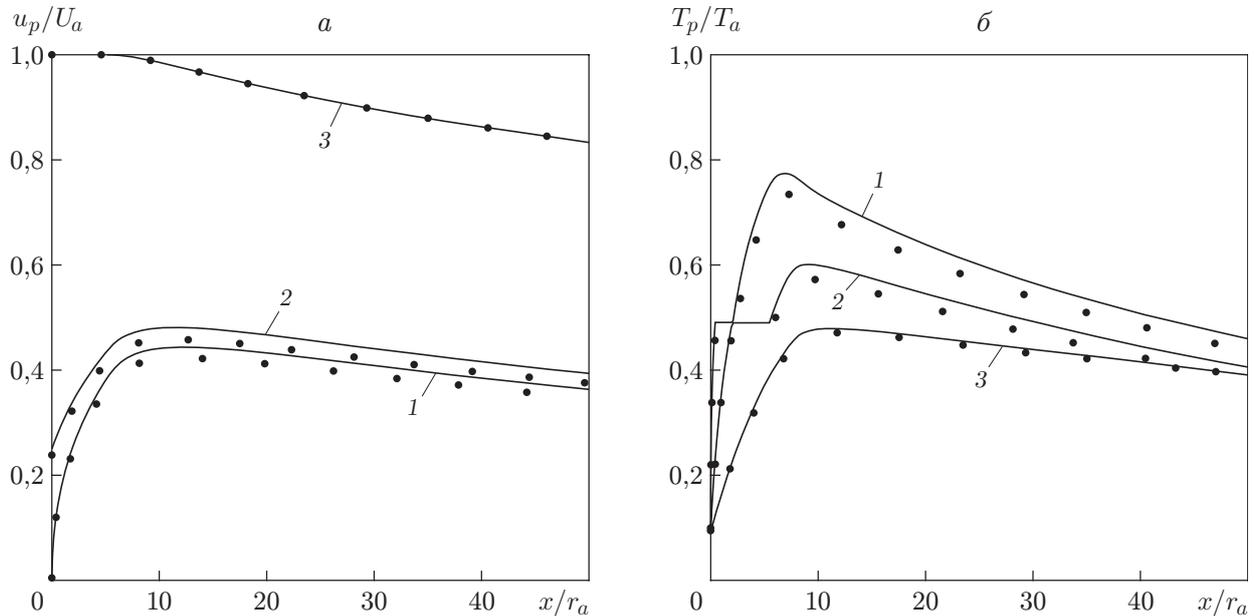


Рис. 5. Скорость (а) и температура (б) частиц вдоль оси струи в случае продольного вдува при $r = 0$, $r_p = 10$ мкм:

1 — $U_{pa} = 0$; 2 — $U_{pa} = 125$ м/с; 3 — $U_{pa} = 500$ м/с; точки — результаты расчетов в рамках детерминистической модели

сопла показывает, что наибольшее рассеивание примеси имеет место при подводе частиц в диапазоне координат $0 \leq r/r_a \leq 0,5$, а наименьшее — при $r/r_a = 1$.

При удалении от среза сопла происходит не только миграция примеси к оси струи, но и ее рассеивание в периферийную зону струи. В дальней области струи, где миграционный перенос невелик, рассеивание дисперсной примеси определяется в основном процессами турбулентной диффузии.

Динамические и тепловые характеристики частицы вдоль оси струи, осредненные по ансамблю реализаций, представлены на рис. 5, 6 (скорости и температуры отнесены к скорости U_a и температуре T_a газа на срезе сопла). Точки соответствуют результатам, полученным в рамках детерминистической модели (без учета взаимодействия частицы с пульсационной структурой потока). Если в начальном сечении струи $U_{pa} = U_a$, то в дальнейшем скорость частиц из-за их инерционности уменьшается не настолько быстро, как скорость несущего потока. На основном участке струи температура частиц превышает температуру несущей фазы. В силу большей тепловой инерционности частицы остывают медленнее, чем газ.

При заданной начальной неравновесности распределения скоростей $U_a \neq U_{pa}$ (кривые 1, 2 на рис. 5) увеличение размера частицы с $r_p = 10$ мкм до $r_p = 50$ мкм приводит к ухудшению ее проплаваемости (кривая 2 на рис. 5). Увеличение температуры частицы T_p после выхода ее на “полку”, соответствующую температуре плавления частицы оксида алюминия $T_m/T_a = 0,484$, означает, что частица полностью расплавилась.

Несмотря на то что температура частицы превышает температуру плавления, не все частицы оказываются расплавленными.

Увеличение начальной скорости вдуваемой частицы также приводит к уменьшению ее нагрева. При значительных начальных скоростях вдува и равновесном течении ($U_p = U_{pa}$) для данного фракционного состава примеси температура частицы даже не достигает температуры плавления (кривая 3 на рис. 5).

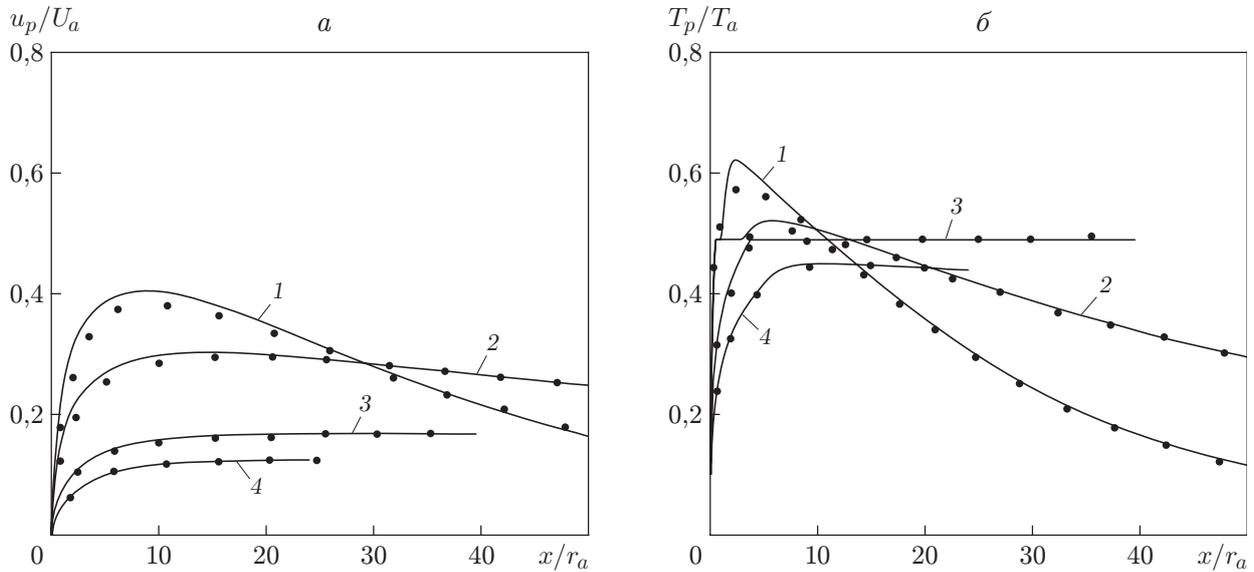


Рис. 6. Скорость (а) и температура (б) частиц вдоль оси струи в случае поперечного вдува при $r/r_a = 1$, $V_{pa} = 2$ м/с:

1 — $r_p = 5$ мкм; 2 — $r_p = 10$ мкм; 3 — $r_p = 30$ мкм; 4 — $r_p = 50$ мкм; точки — результаты расчетов в рамках детерминистической модели

Учет турбулентных пульсаций приводит к тому, что не все частицы, вдуваемые со среза сопла, оказываются расплавленными (при их одинаковом начальном размере). Часть частиц либо не проплавляется, либо имеет радиус проплавления, изменяющийся во времени немонотонно (имеет место как плавление, так и отвердевание частицы).

Для динамики частицы, движущейся вдоль оси струи, характерно то, что при $x/r_a > 10$ ее скорость практически постоянна.

При уменьшении размера частиц интенсивность их плавления возрастает. Однако в этом случае может произойти нагрев расплавленных частиц до температуры, значительно превышающей температуру плавления. Максимальная температура частиц почти на 110 К превышает температуру плавления. В процессе напыления такой перегрев приводит к нежелательному разбрызгиванию капель при ударе о поверхность.

Начальная скорость частицы оказывает слабое влияние на время достижения частицей точки плавления t_m и испарения t_v (это относится и ко времени полного плавления и испарения частицы). При этом зависимости $t_m(r_p)$ и $t_v(r_p)$ близки к параболическим.

Вместе с тем начальная скорость частицы оказывает существенное влияние на осевые координаты точек x_m и x_v , соответствующих началу плавления и испарения частицы. При этом зависимости координат x_m и x_v от радиуса частицы близки к параболическим, а зависимости скоростей u_m и u_v , приобретаемых частицей в этих точках, от радиуса частицы — к линейным.

Увеличение начального размера частицы приводит к увеличению времени достижения точек плавления и испарения. При продольном вдуве частицы с $r_p > 20$ мкм не плавятся, а частицы с $r_p > 10$ мкм не достигают точки испарения при всех U_{pa} (при поперечном вдуве частицы с $r_p > 30$ мкм и с $r_p > 10$ мкм соответственно).

Плавление частицы начинается в момент времени t_{m1} , когда температура ее поверхности достигает температуры плавления. Эта изотермическая поверхность перемещается по направлению к центру частицы и достигает его в момент времени t_{m2} (частица расплавляется при $t \approx 1,1 \cdot 10^{-4}$ с). При увеличении начального размера частицы значения

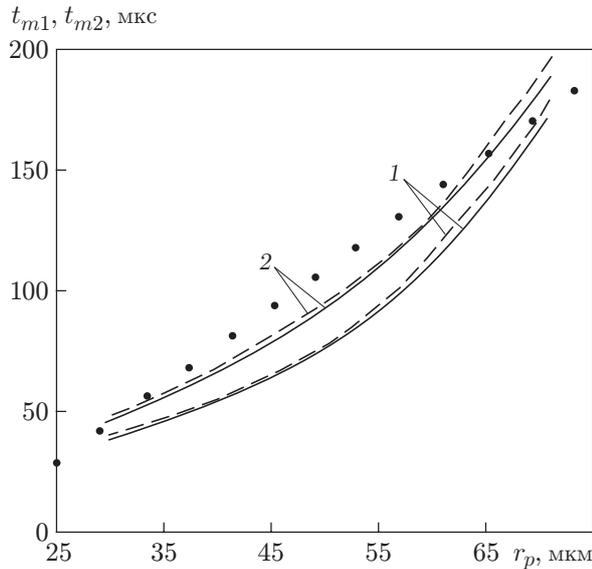


Рис. 7

Рис. 7. Зависимости параметров t_{m1} (1) и t_{m2} (2), характеризующих плавление частицы, от ее начального размера:

сплошные линии — результаты расчетов в рамках стохастической модели; штриховые — то же в рамках детерминистической модели; точки — результаты расчетов [12]

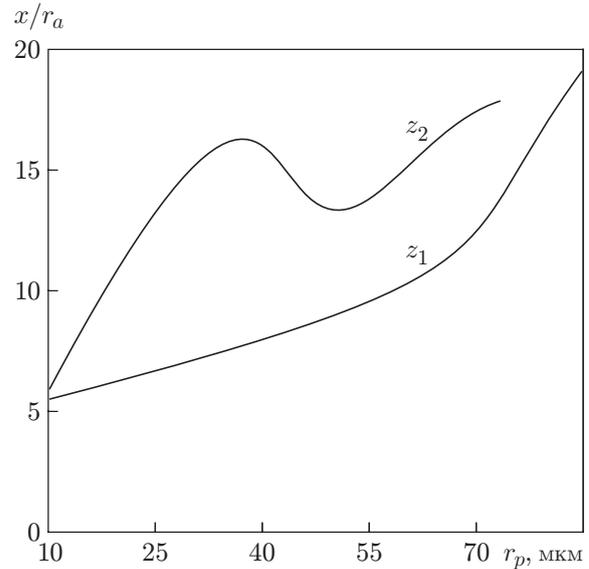


Рис. 8

Рис. 8. Зависимости параметров z_1 (1) и z_2 (2), характеризующих испарение частицы, от ее начального размера

характерных времен возрастают (рис. 7), причем зависимости их от размера частицы качественно одинаковы, при увеличении начальной температуры частицы характерные времена уменьшаются. Полученные результаты согласуются с аналогичной зависимостью, полученной в [12].

Вследствие того что турбулентная струя, истекающая из сопла, интенсивно перемещается с холодной окружающей средой и быстро теряет свое теплосодержание, протяженность зоны эффективного нагрева порошка в продольном направлении не превышает $5 \div 7$ диаметров сопла. Такой протяженности недостаточно для эффективного нагрева и плавления частиц из-за малого времени их пребывания в высокотемпературном ядре струи.

Значительные градиенты скорости и температуры несущего турбулентного потока газа в поперечных сечениях струи приводят к увеличению вероятности появления непроплавленных частиц в зоне формирования покрытия.

Потери массы частиц из-за испарения, оказывающие существенное влияние на их динамику, необходимо минимизировать. На рис. 8 показан процесс испарения частицы в зависимости от ее начального размера. Процесс испарения начинается при $z = z_1$ и заканчивается при $z = z_2$, когда вся масса частицы испарится. Увеличение размера частицы приводит к увеличению координаты точки испарения частицы. Относительные потери массы частицы из-за испарения составляют около 5%. Следует отметить немонотонное изменение параметра z_2 в зависимости от размера частицы.

Заключение. Построена математическая модель течения в турбулентной неизотермической струе с частицами, учитывающая миграционный механизм движения примеси под действием турбулентных пульсаций скорости несущего потока, а также плавление и испарение индивидуальной частицы.

Построенная модель справедлива в широком диапазоне параметров на срезе сопла, поскольку для расчета характеристик несущего газа при сильном нагреве струи используется метод интегральных соотношений. Факторами, ограничивающими область применимости модели, являются допущение о том, что пульсации скорости несущего турбулентного потока подчиняются нормальному закону распределения, а также пренебрежение столкновениями частиц. Пренебрежение столкновениями частиц допустимо при малых объемных концентрациях примеси (порядка 10^{-6}). Допущение о нормальном распределении пульсаций скорости является приближенным, что учитывается путем введения демпфирующих функций, построенных на основе экспериментальных данных о микроструктуре струйных потоков. Для расширения границ области применимости модели расчета флуктуирующих параметров несущего потока необходимо использовать модели турбулентности, учитывающие неизотропность турбулентной вязкости.

Условия ввода частиц в струйный поток (скорость инъекции, продольный или поперечный вдув) существенно влияют на характер движения, нагрева и рассеивания дисперсной фазы за счет миграционного механизма переноса. Скорость вдува частиц на срез сопла оказывает значительное влияние на значения координат частицы, соответствующих началу ее плавления и испарения. Зависимости этих координат от радиуса частицы близки к параболическим, а зависимости скоростей, приобретаемых частицей в точках с этими координатами, от радиуса частицы — к линейным. Относительные потери массы частицы из-за испарения составляют около 5 %.

Смещение струи с окружающей покоящейся жидкостью приводит к значительному статистическому разбросу скоростей и температур частиц (как локальных, так и в сечениях струи), что, в свою очередь, обуславливает увеличение неоднородности структуры напыляемого покрытия, уменьшение его плотности и прочности сцепления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Crowe C. T., Troutt T. R., Chung J. N. Numerical models for two-phase turbulent flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1996. V. 28. P. 11–43.
2. Волков К. Н. Стохастическое моделирование движения и рассеивания примеси в механике турбулентных газодисперсных течений // *Инж.-физ. журн.* 2004. Т. 77, № 5. С. 10–20.
3. Волков К. Н., Горшков Г. Ф. Стохастическое моделирование рассеивания дисперсной примеси в турбулентных струях // *Мат. моделирование.* 2002. Т. 14, № 10. С. 77–82.
4. Волков К. Н., Горшков Г. Ф. Рассеивание и теплообмен частиц дисперсной примеси в турбулентных неизотермических струях газа и низкотемпературной плазмы // *Инж.-физ. журн.* 2004. Т. 77, № 2. С. 51–57.
5. Навознов С. И., Павельев А. А., Мульги А. С., Лаатс М. К. Влияние начального скольжения на рассеивание примеси в двухфазной струе // *Турбулентные двухфазные течения: Сб. науч. тр. Таллин: Изд-во Таллин. политехн. ин-та, 1979. С. 149–157.*
6. Гиршович Т. А., Картушинский А. И., Лаатс М. К. Экспериментальное исследование турбулентной струи, несущей тяжелые примеси // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.* 1981. № 5. С. 26–31.
7. Xiong H.-B., Zheng L.-L., Sampath S., et al. Three-dimensional simulation of plasma spray: effects of carrier gas flow and particle injection on plasma jet and entrained particle behavior // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2004. V. 47, N 24. P. 5189–5200.
8. Gawne D. T., Liu B., Bao Y., Zhang T. Modelling of plasma-particle two-phase flow using statistical techniques // *Surface Coat. Technol.* 2005. V. 191, N 2/3. P. 242–254.
9. Mariaux G., Vardelle A. 3-D time-dependent modelling of the plasma spray process. Flow modelling // *Intern. J. Thermal Sci.* 2005. V. 44, N 4. P. 357–366.

10. **Qunbo F., Lu W., Fuchi W.** 3D simulation of the plasma jet in thermal plasma spraying // J. Mater. Proc. Technol. 2005. V. 166, N 2. P. 224–229.
11. **Ramachandran K., Selvarajan V.** Trajectory and temperature history of the particles of different sizes and their injection velocities in a thermal plasma // Comput. Mater. Sci. 1996. V. 6, N 1. P. 81–91.
12. **Sobolev V. V., Guilemany J. M., Martin A. J.** In-flight behaviour of steel particles during plasma spraying // J. Mater. Proc. Technol. 1999. V. 87, N 1/3. P. 37–45.
13. **Sirignano W. A.** Fluid dynamics and transport of droplets and sprays. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999.
14. **Dombrovsky L. A., Sazhin S. S.** A parabolic temperature profile model for heating of droplets // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 2003. V. 125. P. 535–537.
15. **Dombrovsky L. A., Sazhin S. S.** A simplified non-isothermal model for droplet heating and evaporation // Intern. Communic. Heat Mass Transfer. 2003. V. 30. P. 787–796.
16. **Горшков Г. Ф.** Распространение спутных неизотермических струй газа и плазмы переменного состава // Динамика неоднородных и сжимаемых сред: Сб. науч. тр. Л.: Изд-во Ленингр. гос. ун-та, 1984. С. 164–175.
17. **Стернин Л. Е.** Многофазные течения газа с частицами / Л. Е. Стернин, А. А. Шрайбер. М.: Машиностроение, 1994.
18. **Волков К. Н.** Разностные схемы интегрирования уравнений движения пробной частицы в потоке жидкости или газа // Вычисл. методы и программирование. 2004. Т. 5, № 1. С. 5–21.
19. **Варгафтик Н. Б.** Теплофизические свойства веществ: Справ. М.: Машиностроение, 1972.

*Поступила в редакцию 9/XI 2006 г.,
в окончательном варианте — 17/IV 2007 г.*
