

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДВИЖЕНИЯ НАПЫЛЯЕМЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕННОМ ГАЗОТЕРМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ

2007 В. А. Барвинок, В. И. Богданович, Е. А. Ананьева

Самарский государственный аэрокосмический университет

Решена задача математического моделирования динамики движения напыляемых частиц в плазменном газотермическом потоке. Проведенные исследования показали существенное влияние на динамику движения напыляемых частиц вида феноменологического закона для коэффициента лобового сопротивления, учета потери импульса плазменной струей при ускорении этих частиц и их диаметра. Установлено, что при большой дисперсии диаметров напыляемых частиц они попадают на поверхность детали с различными скоростями и существенной сепарацией частиц в пятне напыления. Проведенные исследования позволили по результатам математического моделирования сформулировать требования к допустимой дисперсии диаметров частиц, используемых для напыления, и за счет выбора способа подачи порошка в анодный канал уменьшить сепарацию частиц в пятне напыления.

Известно [1-5], что покрытия, получаемые плазменным газотермическим методом, позволяют существенно повысить эксплуатационные свойства деталей различных изделий машиностроения.

Защитные свойства плазменных покрытий и их качество определяются физико-химическими характеристиками порошковых материалов и материалов детали, характеристиками средств технологического оснащения процесса, кинематической схемой и режимами напыления и, как показывают многочисленные исследования [2-5,7], в конечном счете, деформационными, тепловыми и топохимическими явлениями при взаимодействии частицы порошка с поверхностью. В связи с тем, что кинетика этих явлений зависит от таких физических параметров, как скорость, температура и теплосодержание напыляемых частиц, является естественным наличие достаточно большого числа публикаций [2-5,7,8], посвященных определению или теоретической оценке этих параметров.

Проведенный анализ показывает, что основная сложность моделирования этих процессов заключается в корректной постановке математической модели и выборе граничных условий в соответствии с особенностями плазменного газотермического напыления. Эти особенности моделирования плазменного газотермического напыления, имеющие значимое влияние на анализируемые

параметры, не в полной мере, или схематически, или неверно отраженные в цитированных публикациях, заключаются в следующем.

Напыляемый порошковый материал, имеющий достаточно большую дисперсию размеров, вводится в высокотемпературную часть плазменной струи по направлению, близкому к нормали ее оси. Это приводит к тому, что частицы различного диаметра будут иметь различные траектории движения и различное время нахождения в высокотемпературной части, а следовательно, их скорости и температуры будут также различными. Поэтому на поверхность конденсации падает поток частиц, сепарированный в пространстве по размерам, скоростям и температурам. Однако в цитированных литературных источниках отсутствуют сведения о количественной оценке этого явления и его влияния на качество покрытий.

Ускоряя твердую частицу, плазменная струя теряет часть своего импульса. Это приводит к необходимости учета влияния расхода порошка на динамические характеристики газового потока. Необходимость учета этого эффекта и оценка его существенного влияния приведена в [2-4]. Однако в публикациях об исследовании движения частиц при плазменном напылении этот эффект не учитывается, и, более того, использованный в [2-4] подход приводит к неверному физическому

ки результату, анализ которого будет в дальнейшем проведен в статье.

Уравнения динамики движения частиц в газовом потоке строятся на феноменологическом введении [2,8,9] ускоряющей силы F и основного экспериментального определяемого параметра – коэффициента лобового сопротивления частицы C_x :

$$F_x = 0,5 \cdot r_g \cdot (U - V_x)^2 \cdot C_x \cdot S_m, \quad (1)$$

где r_g – плотность газа в потоке, U – скорость газового потока в направлении x , V_x – скорость частицы вдоль направления U движения потока, S_m – площадь миделевого сечения частицы.

Экспериментально установлено [8, 14], что для частиц с неправильной, но округлой формой, без резких выступов коэффициент лобового сопротивления на стадии установившегося обтекания дозвуковым потоком определяется числом Рейнольдса $Re = (U - V)D/n$. Здесь D – характерный линейный размер частицы, определяемый через площадь ее миделевого сечения S_m на основе соотношения $D = \sqrt{4S_m/\pi}$; n – кинематическая вязкость газового потока. При малых Re ($Re \ll 1$) коэффициент C_x совпадает с теоретическим значением $C_x = 24/Re$ (формула Стокса). С ростом Re до значений $Re \approx 5 \cdot 10^3$ величина этого коэффициента плавно убывает по более медленному закону [14] и в различных диапазонах изменения Re аппроксимируется различными степенными зависимостями [2] вида $C_x = (24/Re) + (C'_0/(Re)^{k'})$. В соответствии с результатами обработки экспериментальных данных коэффициент лобового сопротивления в диапазоне $Re = 1 \dots 500$ с погрешностью менее 2 % можно представить в виде [2,8]: $C_x = (24/Re) + 4/(Re)^{1/3}$. С учетом того, что в рассматриваемом случае диапазон изменения $Re = 1 \dots 30$, эта двухчленная зависимость

методом наименьших квадратов может быть сведена к более простой одночленной зависимости

$$C_x = C_0/(Re)^k \quad (2)$$

с параметрами $C_0 = 24,4$ и $k = 0,793$, которые в диапазоне $Re = 1 \dots 30$ дают погрешность отклонения от экспериментальных данных в пределах 4 %. Однако в большинстве анализируемых публикаций, например [2-4], при получении аналитических выражений для скорости частиц неоправданно используется либо стоковский режим обтекания, дающий увеличение коэффициента лобового сопротивления более, чем в два раза, либо режим обтекания с $C_x = \text{const}$, возникающий в случаях $Re \gg 1$, либо используются одночленные зависимости (2) с другими значениями параметров (например, в [11] с $C_0 = 9,8$ и $k = 0,5$) без оценки погрешностей применения таких соотношений.

Таким образом, проведенный анализ работ в области исследования динамики движения напыляемых частиц в плазменной газотермической струе показал, с одной стороны, важность таких исследований для получения качественных покрытий, а с другой стороны, наличие вопросов, которые не рассмотрены или рассмотрены не в полном объеме или не вполне корректно. В связи с этим были проведены комплексные экспериментальные и теоретические исследования динамики движения и нагрева напыляемых частиц в плазменной струе на всей ее протяженности от плазматрона до поверхности изделия. В настоящей статье приведена часть таких исследований, связанная с динамикой движения частицы в наиболее прогретой части плазменной струи с учетом указанных особенностей процесса, которые и определяют новизну поставленной задачи математического моделирования.

Постановка задачи математического моделирования заключается в следующем. Ускоренный дозвуковой осесимметричный поток газотермической плазмы вытекает через цилиндрический канал анода плазматрона в окружающее пространство (рис. 1).

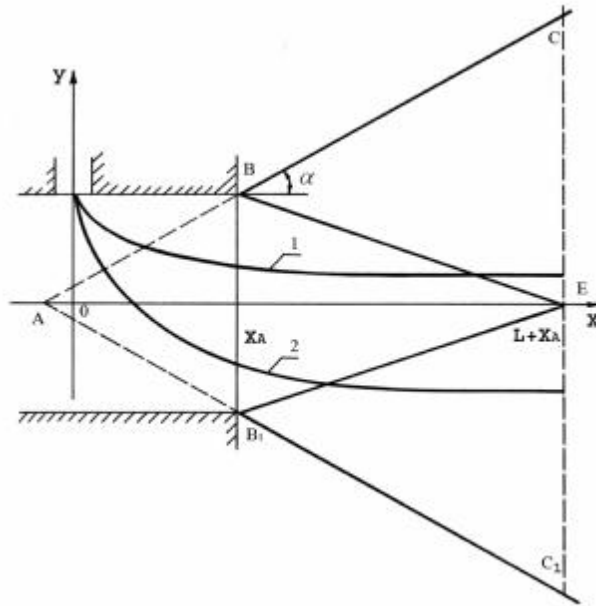


Рис. 1. Схема к расчету параметров плазменной струи и траектории движения (1, 2) напыляемых частиц

При теоретическом описании плазменных струй плазмотронов с достаточной точностью для технологий получения покрытий используются следующие модельные представления. В плазменной струе выделяются визуально наблюдаемые три характерных участка – начальный, переходный и основной. Начальный участок, отсчитываемый от среза сопла анода (рис. 1, поз. BB_1), состоит из ядра струи (рис. 1, поз. VEB_1) и зоны смешения (рис. 1, поз. CBE и поз. C_1B_1E), в которой происходит смешивание газа плазменной струи с газом в окружающем пространстве, радиальный перенос импульса и энергии с плавным изменением параметров струи от начальных значений в ее ядре до значений этих параметров в окружающем пространстве. При этом внешняя и внутренняя границы зоны смешения с хорошим приближением моделируются коническими поверхностями. Экспериментально установлено, что с высокой точностью в зоне установившегося течения плазмы в анодном канале плазмотрона и в ядре струи параметры потока имеют в различных точках постоянные значения, за исключением тонкой зоны пограничного слоя на внутренней поверхности цилиндрического анодного канала.

Будем считать, что частицы порошкового материала, имеющие форму, близкую к сферической, вводятся в цилиндрический

канал анода плазмотрона перпендикулярно его оси в области установившегося течения плазмообразующего газа (рис. 1). Ввод частиц осуществляется с помощью холодного транспортного газа, химический состав которого близок к химическому составу плазмообразующего газа. Функциональное назначение транспортного газа состоит в создании газозвеси с максимально однородным распределением частиц по объему и сообщении частицам скорости вдоль оси y (рис. 1), достаточной для их проникновения в центральную часть плазменной струи, но не приводящей к столкновению этих частиц с внутренней поверхностью анодного канала плазмотрона. При этом расход транспортного газа не должен приводить к существенному затормаживанию и захлаживанию (снижению энтропии) образующейся смеси. Обеспечение перечисленных условий введения порошка в газотермическую плазму достигается соответствующим выбором технологического режима подачи порошка. Под действием газового потока частицы, имеющие начальную скорость вдоль оси y , ускоряются и движутся по некоторым траекториям, показанным для примера на рис. 1 линиями 1 и 2. Будем считать, что выбором режима расхода порошка реализуется ситуация, при которой частицы порошка не сталкиваются между собой в потоке, и, следовательно, уравнения движе-

ния для каждой частицы являются индивидуальными. При этом будем предполагать, что в процессе движения частиц не происходит изменения их формы и размеров, то есть не происходит дробления частиц, а сублимация и эрозия материала с их поверхности незначительны. Кроме того, будем считать, что составляющая ускоряющей силы в направлении, перпендикулярном оси потока, существенно меньше составляющей вдоль оси [2, 8] и на частицу действует только сила ускорения (1) вдоль оси x (рис. 1), которая приложена к ее центру масс.

С учетом сделанных допущений уравнение движения индивидуальной частицы, введенной в газотермический поток в соответствии со схемой, представленной на рис. 1, можно записать в виде

$$m(dV_x/dt) = r_r(U - V_x)^2 C_x S_m/2, \\ V_y = V_0, \quad V_x(0) = 0, \quad (3)$$

где $m = \rho p D^3/6$ и $C_x = C_0/(Re)^k$ – масса, площадь миделевого сечения и коэффициент лобового сопротивления шаровой частицы, соответственно; V_x и V_y – компоненты скорости ее центра масс; r_r – плотность газового потока.

В связи с тем, что, ускоряя частицу, газовый поток теряет часть своего импульса, из закона сохранения импульса вдоль оси x получим

$$d(mV_x) = -d(m_r U), \quad (4)$$

где m_r – масса газа, приходящаяся на одну частицу. В (4) пренебрегаем потерями импульса на трение в газе и трение о внутреннюю поверхность анодного канала плазмотрона и изменением давления газа в «затопленной» газотермической струе.

При решении системы уравнений (3, 4) и нахождении скоростей и траекторий движения частиц выделим две области. Первая – это область, в которой параметры газотермической струи (U_0, r_r, n) до введения напыляемых частиц постоянны (область анодно-

го канала плазмотрона и область ядра струи). Вторая – это область, в которой эти параметры являются функциями координат x и y (зона смещения, переходная зона и зона основного течения струи).

Рассмотрим движение частиц в первой области.

Введя новые параметры $\tilde{V}_x = V_x/U_0$ и $\tilde{U}(x, y) = U(x, y)/U_0$ и используя (2), запишем уравнение (3) в виде

$$d\tilde{V}_x = A_t(\tilde{U} - \tilde{V}_x)^{2-k} dt. \quad (5)$$

Учитывая, что $dV_x/dt = V_x dV_x/dx$, уравнение (5) представим следующим образом:

$$d\tilde{V}_x = A_x \left\{ (\tilde{U} - \tilde{V}_x)^{2-k} / \tilde{V}_x \right\} dx, \quad (6)$$

$$A_t = 3 \cdot C_0 \cdot r_r \cdot n^k U_0^{1-k} / 4 \cdot r \cdot D^{1+k},$$

$$A_x = A_t / U_0. \quad (7)$$

Выполняя интегрирование в (4) по оси x в пределах первой области от $x=0$ ($U(0) = U_0, V_x(0) = 0$) до некоторого значения x и учитывая, что $m/m_r = G/G_r$, получим

$$U(x) = U_0 - V_x \cdot G/G_r, \quad (8)$$

где G и G_r – массовые расходы порошка и плазмообразующего газа, соответственно.

Подставляя (8) в (5) и (6) и учитывая, что в этой области U_0, A_t и A_x постоянны, получаем уравнение с разделяющимися переменными:

$$A_t dt = d\tilde{V}_x / (1 - a_G \tilde{V}_x)^{2-k}, \\ A_x dx = \tilde{V}_x d\tilde{V}_x / (1 - a_G \tilde{V}_x)^{2-k}, \quad \tilde{V}_x(0) = 0, \quad (9)$$

где $a_G = 1 + (G/G_r)$.

Выполняя интегрирование в (11) и (3) при условии $0 < k < 1$, получим уравнение траектории движения частиц в первой области в параметрическом виде:

$$a_G A_x t = \frac{1}{1-k} \left[\frac{1}{(1-a_G \tilde{V}_x)^{1-k}} - 1 \right], \quad (10)$$

$$a_G^2 A_x x = \frac{1}{1-k} \left[\frac{1}{(1-a_G \tilde{V}_x)^{1-k}} - 1 \right] - \frac{1}{k} \left[1 - (1-a_G \tilde{V}_x)^k \right], \quad (11)$$

$$y = 0,5d_c - V_{y,0} t, \quad (12)$$

где d_c - диаметр анодного канала плазмотрона, $V_{y,0}$ - проекция скорости напыления частицы при ее выходе из транспортного канала и попадании в анодный канал плазмотрона.

Учитывая, что в ряде работ, например [3, 4], рассматривается закон движения частиц (2) при $k=0$, соответствующий случаю очень больших чисел Re , а в ряде случаев используется закон движения при $k=1$, соответствующий случаю очень малых чисел Re (закон Стокса), получим связь \tilde{V}_x от x для этих законов. Проведя интегрирование в (9), будем иметь

$$a_G^2 A_x dx = \ln(1-a_G \tilde{V}_x) + (1-a_G \tilde{V}_x)^{-1} - 1 \quad \text{при } k=0, \quad (13)$$

$$a_G^2 A_x dx = \ln(1-a_G \tilde{V}_x)^{-1} - a_G \tilde{V}_x \quad \text{при } k=1, \quad (14)$$

где A_x определяются соотношением (9) для $k=0$ и $k=1$, соответственно.

Отличие соотношений (13) и (14) от соотношений, приводимых, например, в [3, 4], заключается в том, что в этих работах оно получено при условии: $\tilde{V}_x \ll 1$. Использование этого условия в (13) и (14) дает для скорости частиц соотношение, которое и получено в данных работах:

$$V_x^2 = 2U_0^2 A_x x. \quad (15)$$

Отметим, что использование этого же условия: $\tilde{V}_x \ll 1$ (точнее $a_G \tilde{V}_x \ll 1$) дает то же соотношение (15) из общего уравнения

(11). То есть закон разгона частицы на начальном этапе ее ускорения в зависимости от координаты x имеет одинаковый вид (15). Однако параметр A_x (7) в этих различных законах различен и в зависимости от конкретного значения k приводит к существенному различному влиянию параметров частицы и струи на скорость частицы. Так из (7) видно, что для случая $k=0$ скорость частицы не зависит от вязкости плазмы η , что физически неправдоподобно из-за того, что в зависимости от температуры плазмы этот параметр может изменяться в десять и более раз. Также он существенно влияет на зависимость скорости частиц от ее диаметра и скорости потока плазмы U_0 .

Кроме того, как видно из (15), в этом приближении ($\tilde{V}_x \ll 1$) скорость частицы не зависит от параметра a_G , связанного с отношением расходов порошка G и плазмообразующего газа G_T . В принципе этот результат достаточно очевиден. Если предполагать, что частица приобрела в струе очень малое приращение скорости ($\tilde{V}_x \ll 1$), то и потеря импульса плазменной струей будет также мала и в этом приближении может не учитываться. Поэтому использованный в [2-4] подход, когда при фактическом условии $\tilde{V}_x \ll 1$, исключая учет потери импульса плазменной струи, получено соотношение, аналогичное (15), которое в дальнейшем применяется для расчета влияния расхода порошка на расход плазмообразующего газа и скорость частицы, является физически неверным.

На рис. 2 приведена критериальная зависимость параметра $a_G \tilde{V}_x$ от $a_G^2 A_x x$, полученная из (11), а также аналогичные зависимости для различных k в законе движения (2).

Из приведенных графиков видно, что закон движения частицы (2) и конкретное значение k существенно количественно влияют на зависимость параметра $a_G \tilde{V}_x$ от параметра $a_G^2 A_x x$.

На рис. 3 приведено влияние отношения расходов порошка G и плазмообразую-

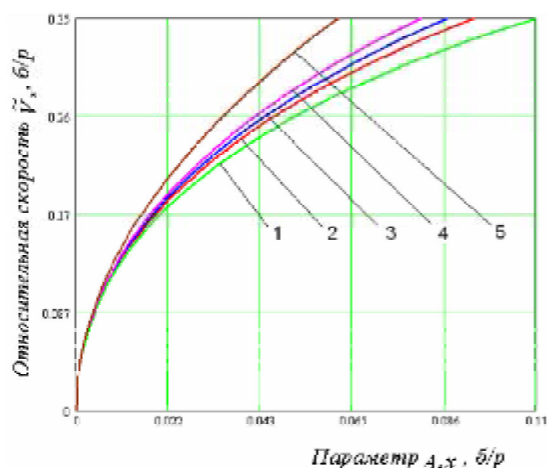
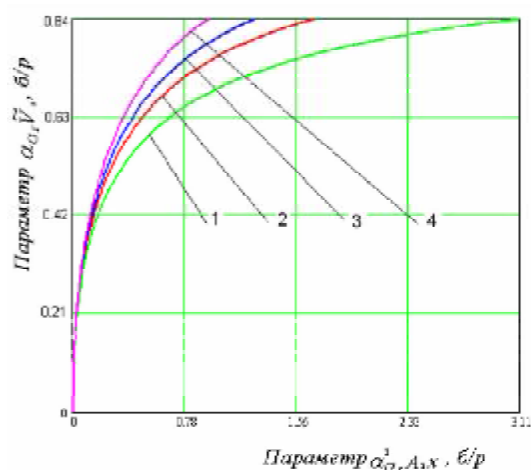


Рис. 2. Значение параметра $a_{G_r} \tilde{V}_x$ в зависимости от $a_{G_r}^2 A_{\lambda} x$ для разных законов движения частицы:
1 - $\kappa=0$; 2 - $\kappa=0,5$; 3 - $\kappa=0,739$; 4 - $\kappa=1$; 5 - на основе соотношения (15)

щего газа G_r на скорость частицы \tilde{V}_x при ее движении в первой области, рассчитанное по соотношению (11).

Из графика видно, что использование достаточно традиционных значений расхода порошка на уровне $G \cong 0,15 \dots 0,25$ г/с при также традиционных расходах плазмообразующих газов на уровне $G \cong 1 \dots 2$ г/с приводит к достаточно большой потере импульса плазменной струей и существенному сни-

жению скорости частицы на выходе из ядра плазменной струи.

В работах [1, 5-7, 11] сотрудников НИИ технологий и проблем качества СГАУ получены следующие значения скоростей, энтальпии и температур в ядре плазменной струи для режимов работы плазмотрона ГКА-15: расход водорода – 0,01 г/с; аргона – 1,25; ток дуги – 400 А; напряжение дуги – 55 В; длина $x_A + L_2$ мм; энтальпия $10,1 \cdot 10^6$ Дж/кг; температура – $10,71 \cdot 10^3$ К; скорость плазмы $U_0 = 770$ м/с; плотность газа – 0,044 кг/м³; кинематическая вязкость – 5,5 м²/с; теплопроводность газа – 0,62 Вт/м К. Однако использовать полученные решения и указанные данные для нахождения скорости частиц на выходе из ядра плазменной струи можно только в том случае, когда известна траектория движения частицы во всей первой области, так как в зависимости от траектории (рис. 1) эти скорости будут различаться достаточно существенно. Подаваемый напыляемый порошок имеет достаточно большую дисперсию грануляции, то есть большой разброс частиц по диаметрам, который может быть представлен в виде некоторой гистограммы распределения по их размерам (рис. 4, б). Поэтому частицы различного диаметра будут не только ускоряться с различными скоростями вдоль x , но и из-за различия диаметров их начальные скорости $V_{y,0}$ подачи в анодный канал плазмотрона будут также различ-

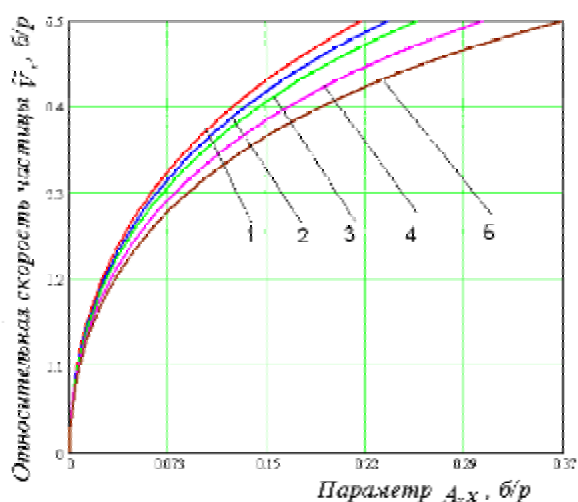
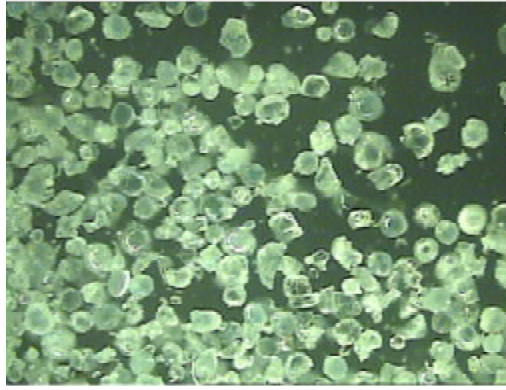
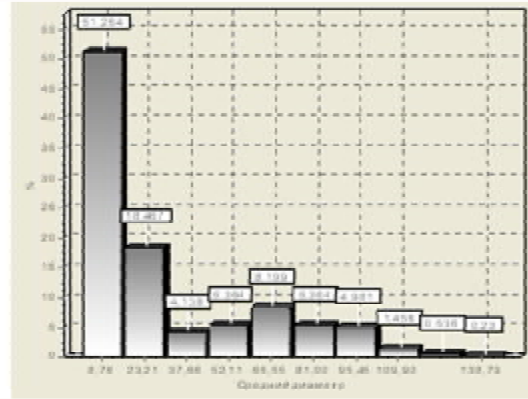


Рис. 3. Относительная скорость частицы \tilde{V}_x в зависимости от параметра $A_{\lambda} x$ для различных значений относительных расходов порошка G/G_r :

- 1 - $a_{G_r} = 1$; 2 - $a_{G_r} = 1,05$; 3 - $a_{G_r} = 1,1$;
4 - $a_{G_r} = 1,2$; 5 - $a_{G_r} = 1,3$



а)



б)

Рис. 4. Частицы порошка $ZrO_2+8Y_2O_3$: а) внешний вид частиц в темном поле (X100); б) гистограмма распределения частиц порошка $ZrO_2+8Y_2O_3$ по среднему диаметру (в мкм)

ны. На рис. 4а приведена фотография напыляемой фракции порошкового материала, а на рис. 4б – гистограмма распределения частиц напыляемого порошка по среднему диаметру. Из приведенных данных видно, что фракция напыляемого порошка $ZrO_2+8Y_2O_3$ имеет большую дисперсию грануляции: от 1,5 до 146 мкм.

Частицы приобретают начальную скорость $V_{y,0}$ в транспортном канале при их разгоне транспортным азотом, скорость течения которого $U_T \ll U_0$. Расчет скорости $V_{y,0}$ можно провести по уравнению (14), так как разгон частиц в транспортном канале проводится заведомо при $Re \ll 1$ и выполнении закона Стокса ($C_0 = 24$, $k = 1$ в соотношении (2)). Переобозначая в (14) координату перемещения частиц в траекторном канале через z , относительную скорость через $\tilde{V}_{y,0} = V_y(z)/U_T$, а в параметрах струи добавляя индекс «Т» для обозначения того факта, что эти параметры относятся к транспортному газу, получим

$$a_G^2 A_{z,T} z = \ln(1 - a_G \tilde{V}_{y,0})^{-1} - a_G \tilde{V}_{y,0}, \quad (16)$$

где $A_{z,T} = (3C_0 r_{Г,T} n) / 4\rho D^2 U_T$, $C_0 = 24$.

Подставляя в (16) параметры частиц и газа, а также длину траекторного канала $z = z_T$,

определяем $V_{y,0} = V_{y,0}(z = z_T) = U_T \cdot \tilde{V}_{y,0}$ – начальную скорость подачи частицы в анодный канал плазмотрона. Однако технологически эта скорость задается изменением U_T за счет изменения давления и расхода транспортного газа таким образом, чтобы частицы с диаметром, равным диаметру частиц в максимуме их распределения по диаметрам, проходили на выходе из ядра плазменной струи через центр точки с координатами: $y = 0$ и $x = x_A + L$ (рис. 1). Факт такого выхода частиц часто устанавливается визуальным наблюдением. Поэтому расчет траекторий и скоростей частиц на выходе из ядра плазменной струи, обеспечивающий реализацию ситуации, близкой к наблюдаемой в реальном процессе напыления, должен проводиться следующим образом. Из реального распределения частиц по диаметрам находим как минимум три характерных диаметра: D_1 – минимальный, D_2 – максимальный и D_0 , соответствующий центру группировки. Для частицы с диаметром D_0 из решений системы (10)-(12) находим $V_{y,0}(D_0)$, при которой эта частица проходит через точку: $y = 0$ и $x = x_A + L$. Используя это значение, из уравнения (13) определяем комплекс параметров струи, необходимых для расчета начальных скоростей частиц $V_{y,0}$ с другими диаметрами

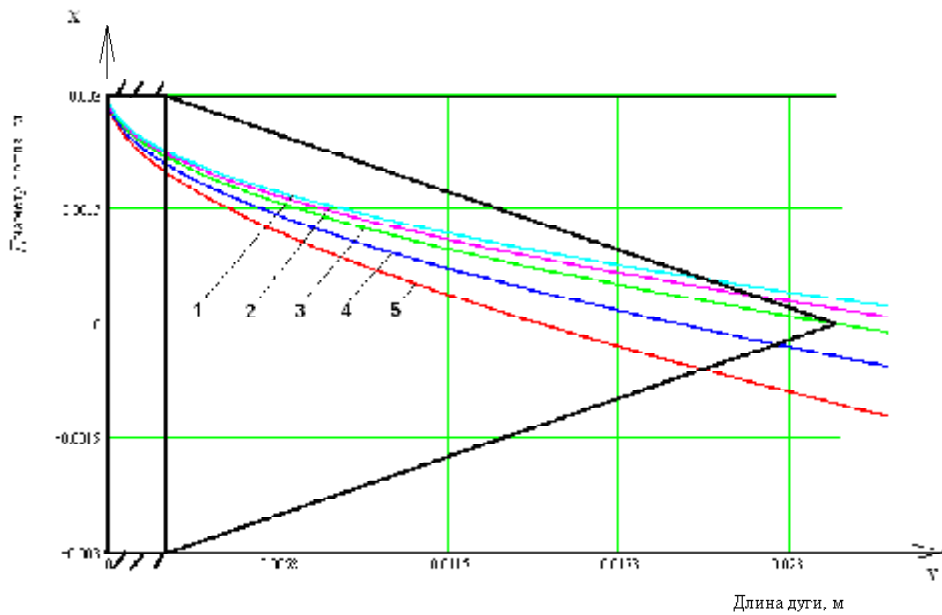


Рис. 5. Траектории движения частиц ZrO_2 в зависимости от их диаметра:
 1 – 80 мкм, 2 - 60 мкм, 3 - 40 мкм, 4 - 20 мкм, 5 - 10 мкм

Таблица 1. Влияние величины диаметра частиц порошкового материала на их параметры

Диаметр частицы, мкм	$V_{y,0}$, м/сек	x_y , м	y_y , м	t_y , сек	V_y , м/сек
10	41,04	0,0202	-0,000588	$8,9 \cdot 10^{-5}$	404,4
20	20,52	0,0226	-0,000265	$1,6 \cdot 10^{-4}$	261,0
40	10,26	0,0246	0	$2,9 \cdot 10^{-4}$	162,5
60	6,84	0,0221	0,000332	$3,8 \cdot 10^{-4}$	108,4
80	5,13	0,01995	0,000617	$4,7 \cdot 10^{-4}$	83,04

Здесь $V_{y,0}$ - начальная скорость ввода частиц в сопло; x_y , y_y - координаты выхода частиц из ядра; t_y - время пребывания частиц в ядре; V_y - скорость частицы на выходе из ядра плазменной струи.

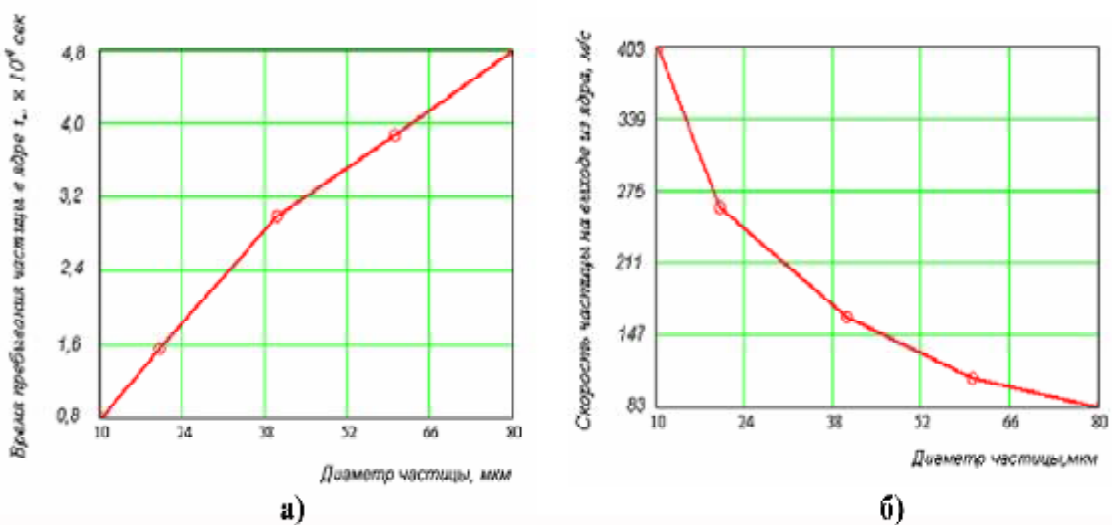


Рис. 6. Время пребывания частицы в ядре (а) и скорость частицы на выходе из ядра (б) в зависимости от ее диаметра

D_2 и D_0 . Используя эти значения $V_{y,0}$ для D_1 , D_2 и D_0 и используя (10)-(12), можно проанализировать ситуацию, характерную для реального режима напыления.

Результаты расчета параметров частиц для фракции с диаметром центра группировки $D_0 = 40$ мкм показали, что траектории движения частиц с различными размерами диаметров отличаются существенно. При движении в ядре происходит сепарация потока, при этом на выходе из ядра на периферии оказываются мелкие, а в центре ядра – более крупные частицы (рис. 5).

Различие траекторий движения частиц приводит к разнице таких параметров, как начальная скорость ввода частиц в сопло, скорость частицы на выходе из ядра плазменной струи и время ее пребывания в ядре. В таблице 1 представлены результаты расчета этих параметров.

Из табл. 2 видно, что, например, начальная скорость мелких частиц (10 мкм) превышает почти в 4 раза начальную скорость частиц из центра группировки и в 8 раз начальную скорость крупных частиц, имеющих диаметр 80 мкм.

Скорости на выходе из ядра и время пребывания в ядре плазменной струи частиц диаметрами 10 и 80 мкм отличаются: 5,4 и 4,8 раз, соответственно (табл. 2, рис. 6).

Таким образом, проведенные исследования показали существенное влияние на динамику движения напыляемых частиц вида феноменологического закона для коэффициента лобового сопротивления, учета потери импульса плазменной струей при ускорении этих частиц и их диаметра. Установлено, что при большой дисперсии диаметров напыляемых частиц они попадают на поверхность детали с различными скоростями и существенной сепарацией частиц в пятне напыления. Проведенные исследования позволили по результатам математического моделирования сформулировать требования к допустимой дисперсии диаметров частиц, используемых для напыления, и за счет выбора способа подачи порошка в анодный канал уменьшить сепарацию частиц в пятне напыления.

Список литературы

1. Барвинок В. А. Плазма в технологии, надежность, ресурс. – М.: Наука и технологии, 2005. – 452 с.
2. Нанесение покрытий плазмой / В. В. Кудинов, П. Ю. Пекшев, В. Е. Белашенко и др. – М.: Наука, 1990. – 408 с.
3. Кудинов В. В. Плазменные покрытия. – М.: Наука, 1977. – 184 с.
4. Кудинов В. В., Иванов В. М. Нанесение плазмой тугоплавких покрытий. – М.: Машиностроение, 1981. – 192 с.
5. Барвинок В. А., Богданович В. И., Докукина И. А. Математическое моделирование и физика процессов нанесения плазменных покрытий из композиционных плакированных порошков.. – М.: Международный центр НТИ, 1998. – 96 с.
6. Богданович В. И., Докукина И. А. Плазменная газотермическая технология нанесения специальных многофункциональных покрытий // Высокие технологии в обеспечении качества и надежности изделий машиностроения. – Самара: Изд-во СНЦ РАН, 2004. – С. 168-188.
7. Барвинок В. А. Управление напряженным состоянием и свойства плазменных покрытий. – М.: Машиностроение, 1990. – 384 с.
8. Донской А. В., Клубник В. С. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении. – Л.: Машиностроение, 1979. – 221 с.
9. Китаев Ф. И., Лекарев Ю. Г. О скорости частиц напыляемого материала в плазменной струе // Вопросы технологии производства ЛА: Труды Куйбышев. авиац. ин-та, Вып.41. – Куйбышев: Изд-во «Волжская коммуна», 1970. – С.124-135.
10. Электродуговые генераторы термической плазмы./ М. Ф. Жуков, И. М. Засыпкин, А. Н. Тимошевский и др. – Новосибирск: Наука, 1999. – 712 с.
11. Сивиркин В. Ф., Рогачев Н. М. Теоретическое и экспериментальное исследование турбулентной плазменной струи // Инженерно-физический журнал. – 1969. – Т.17, № 3. – С. 437-446.
12. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. – 711 с.