

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ

© 2012 И.А. Докукина

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)

Поступила в редакцию 29.06.2012

Проведено математическое моделирование динамики движения напыляемых частиц в плазменном потоке на участке от ядра струи до поверхности изделия. Разработанная математическая модель позволяет рассчитать траектории и скорости частиц различного диаметра, а, следовательно, и время нагрева их плазменным потоком. Проведена экспериментальная проверка полученных результатов с помощью высокоскоростной фотосъемки.

Ключевые слова: дисперсные частицы, плазменный поток, математическая модель, скорость частиц

Плазменное напыление является одним из наиболее универсальных и перспективных методов нанесения покрытий [1, 2]. Защитные свойства покрытий и их качество определяются физико-химическими характеристиками порошковых материалов, характеристиками средств технологического оснащения процесса, кинематической схемой и режимами напыления и, в конечном счете, деформационными, тепловыми и топахимическими явлениями при взаимодействии частицы порошка с поверхностью. Кинетика этих явлений зависит от физических параметров, таких как скорость, температура и теплосодержание напыляемых частиц [3].

В опубликованной ранее статье [3] проведено математическое моделирование динамики движения дисперсных частиц в ядре плазменной струи в соответствии с особенностями плазменного газотермического напыления. В данной статье приведены результаты математического моделирования динамики движения дисперсных частиц на участке от ядра струи до поверхности напыления, а так же экспериментальная проверка полученных результатов.

Напыляемый порошковый материал имеет большую дисперсию размеров частиц и обычно вводится в высокотемпературную часть плазменной струи по нормали к ее оси. Частицы различного диаметра имеют различные траектории движения и различные времена нахождения в высокотемпературной части, скорости и температуры их при осаждении на напыляемую поверхность будут так же различными.

Ускоряя твердую частицу, плазменная струя теряет часть своего импульса, что приводит к

*Докукина Ирина Александровна, кандидат технических наук, доцент кафедры производства летательных аппаратов и управления качеством в машиностроении.
E-mail: bogdanovich@ssau.ru*

необходимости учета влияния расхода порошка на динамические характеристики газового потока. Уравнения динамики движения частиц в газовом потоке строятся на феноменологическом введении ускоряющей силы F и основного экспериментального определяемого параметра – коэффициента лобового сопротивления частицы C_x .

Экспериментально установлено, что для частиц с неправильной, но округлой формы, без резких выступов, коэффициент лобового сопротивления на стадии установившегося обтекания дозвуковым потоком определяется числом Рейнольдса $Re = (U - V)D / \nu$, где D – характерный линейный размер частицы и ν – кинематическая вязкость газового потока. При малых Re ($Re \ll 1$) коэффициент лобового сопротивления частицы C_x совпадает с теоретическим значением $C_x = 24 / Re$ (формула Стокса). С ростом Re до значений $Re \sim 5 \cdot 10^3$ величина этого коэффициента плавно убывает по более медленному закону [4,6] 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, 4]: $C_x = (24 / Re) + 4 / (Re)^{1/3}$. С учетом того, что в плазменном газотермическом напылении диапазон изменения $Re = 1 \dots 30$, эта двухчленная зависимость может методом наименьших квадратов сведена к более простой одночленной зависимости $C_x = C_0 / (Re)^k$ 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 не превышающих 4%.

Проведенный анализ работ в области исследования динамики движения напыляемых частиц в плазменной газотермической струе показал

важность таких исследований для получения качественных покрытий, и с другой стороны, наличие вопросов, которые не рассмотрены или рассмотрены не в полном объеме или не вполне корректно, несмотря на наличие достаточно большого числа публикаций по этому направлению. В связи с этим были проведены теоретические исследования динамики движения и нагрева напыляемых частиц в плазменной струе на всей ее протяженности от плазматрона до поверхности изделия и проведена экспериментальная проверка полученных результатов с помощью высокоскоростной фотосъемки и компьютерной обработки полученных оптических изображений.

При постановке задачи математического моделирования использована следующая схема (рис. 1). Ускоренный дозвуковой осесимметричный поток газотермической плазмы вытекает через цилиндрический канал анода плазматрона в окружающее пространство, а в его анодный канал перпендикулярно оси канала вводятся напыляемые частицы. В плазменной струе выделяются три характерных участка – начальный, переходный и основной. Начальный участок, отсчитываемый от среза сопла анода (рис. 1 поз. ВВ₁), состоит из ядра струи (рис. 1 поз. ВЕВ₁) и зоны смешения (рис. 1 поз. СВЕ и поз. С₁В₁Е) [3] и зоны установившегося потока (область $x \geq x_A + L$, $y \in [0, y_B]$).

Частицы порошкового материала, имеющие форму близкую к сферической, вводятся в цилиндрический канал анода плазматрона вдоль оси y . 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 движения для каждой частицы являются индивидуальными, не происходит дробления частиц, а сублима-

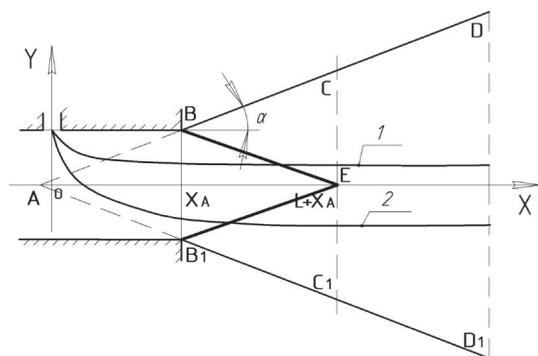


Рис. 1. Схема к расчету параметров плазменной струи и траектории движения (1,2) напыляемых частиц

ция и эрозия материала с их поверхности незначительна. Кроме того, будем считать, что составляющая ускоряющей силы в направлении перпендикулярном оси потока существенно меньше составляющей вдоль оси 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:

$$m(dV_x/dt) = \rho_G (U - V_x)^2 C_x S_m / 2, \quad (1)$$

где $m = \rho \pi D^3 / 6$, $S_m = \pi D^2 / 4$, $C_x = C_0 / (Re)^k$ – масса, площадь миделевого сечения и коэффициент лобового сопротивления шаровой частицы диаметра D , соответственно, V_x и V_y – компоненты скорости ее центра масс, ρ и ρ_G – плотность материала частицы и газового потока.

Учитывая закон сохранения импульса вдоль оси x , получим:

$$d(mV_x) = -d(m_G U), \quad (2)$$

где m_G – масса газа, приходящаяся на одну частицу.

При решении системы уравнений (1-2) и нахождении скоростей и траекторий движения частиц выделим две области. Первая область – это область, в которой параметры газотермической струи (U, c_G, n) до введения напыляемых частиц постоянны (область анодного канала плазматрона и область ядра струи), и вторая область, в которой эти параметры являются функциями координат x и y (зона смешения, переходная зона и зона основного течения струи).

Движение частиц в первой области приведено в [3].

Введя параметры $\tilde{v}_x = V_x / U_0$ и $\tilde{U}(x, y) = U(x, y) / U_0$ запишем уравнение (1) в виде:

$$d\tilde{v}_x = A_t (\tilde{U} - \tilde{v}_x)^{2-k} dt. \quad (3)$$

Учитывая, что $dV_x/dt = V_x dV_x/dx$, уравнение (3) представим следующим образом:

$$d\tilde{v}_x = A_x \left\{ (\tilde{U} - \tilde{v}_x)^{2-k} / \tilde{v}_x \right\} dx, \quad (4)$$

где $A_t = 3 \cdot C_0 \cdot \rho_G \cdot v^k U_0^{1-k} / 4 \cdot \rho \cdot D^{1+k}$, $A_x = A_t / U_0$.

Выполняя интегрирование в (2) 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 $m/m_G = G/G_G$, получим:

$$U(x) = U_0 - V_x \cdot G / G_G, \quad (6)$$

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

Подставляя (6) в (5) и (4) и учитывая, что в этой области U_0, A_t и A_x постоянны, получаем уравнение с разделяющимися переменными:

$$A_t dt = d\tilde{V}_x / \left(1 - \alpha_G \tilde{V}_x\right)^{2-k},$$

$$A_x dx = \tilde{V}_x d\tilde{V}_x / \left(1 - \alpha_G \tilde{V}_x\right)^{2-k}, \quad (7)$$

$$\tilde{V}_x(0) = 0,$$

где $\alpha_G = 1 + (G/G_r)$ – коэффициент расходов.

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

$$\alpha_G A_t t = \frac{1}{1-k} \left[\frac{1}{\left(1 - \alpha_G \tilde{V}_x\right)^{1-k}} - 1 \right], \quad (8)$$

$$\alpha_G^2 A_x x = \frac{1}{1-k} \left[\frac{1}{\left(1 - \alpha_G \tilde{V}_x\right)^{1-k}} - 1 \right] - \frac{1}{k} \left[1 - \left(1 - \alpha_G \tilde{V}_x\right)^k \right], \quad (9)$$

$$y = 0,5d_c - V_{y,0}t, \quad (10)$$

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

Из результатов численного моделирования видно [3], что использование при напылении фракции порошка, содержащей частицы различного диаметра, приводит к значительной сепарации в пространстве траекторий движения частиц различного диаметра с существенным отличием времени пребывания этих частиц в высоконагретой области плазменной струи и с существенным отличием в скоростях $V_{x,y}$ их выхода из ядра струи достигающим примерно 5 раз для частиц с диаметром 10 мкм и 80 мкм.

Проведенные исследования показали существенное влияние на динамику движения напыляемых частиц вида феноменологического закона для коэффициента лобового сопротивления, необходимость учета потери импульса плазменной струей при ускорении этих частиц и необходимость количественного учета влияния скоростей ввода частиц в анодный канал плазмотрона.

Для определения скоростей и траекторий движения частиц во второй области разбиваем координату x траектории для каждой частицы с рассматриваемым диаметром и с точкой выхода из первой области $x_{\gamma} = x_0$, $y_{\gamma} = y_0$ на достаточно малые интервалы $\Delta x_i = x_i - x_{i-1}$ ($i = 1, 2, \dots$), в пределах которых с погрешностью не более одного процента параметры плазменной струи $U(x, y)$ и $A_x(x, y)$ можно считать постоянными.

Уравнение (4), (2) и (10) представляем в разностном виде

$$\Delta \tilde{V}_x(i) = A_x(i-1) \frac{\tilde{U}(i-1) - \alpha_G(i-1) \cdot \tilde{V}_x(i-1)}{\tilde{V}_x(i-1)} \Delta x(i), \quad (11)$$

$$\Delta \tilde{V}_x = \tilde{V}_x(i) - \tilde{V}_x(i-1), \quad A_x(i-1) = A(x_{i-1}, y_{i-1}), \quad (12)$$

$$\tilde{U}(i-1) = \tilde{U}(x_{i-1}, y_{i-1}), \quad \tilde{V}_x(i-1) = \tilde{V}_x(x_{i-1}, y_{i-1}), \quad (13)$$

$$\Delta x(i) = x_i - x_{i-1}, \quad \alpha_G(i-1) = 1 + (G/G_r(i-1)), \quad (14)$$

$$\Delta t(i) = \frac{\Delta x(i)}{U_0 \tilde{V}_x(i)}, \quad (15)$$

$$\tilde{V}_x(i) = \tilde{V}_x(i-1) + \Delta \tilde{V}_x(i), \quad (16)$$

$$t(i) = t(i-1) + \Delta t(i), \quad (17)$$

$$y(i) = 0,5d_c - V_{y,0}t(i). \quad (18)$$

Схема расчета по этим соотношениям следующая. Начиная с точки $x_{\gamma} = x_0$ и $y_{\gamma} = y_0$ ($i = 1$) выхода траектории частицы рассматриваемого диаметра из первой области, для которой $A_x(i-1) = A_x(0)$, $\tilde{U}(i-1) = 1$, $\alpha_G(i-1) = \alpha_G(0)$ и $V_x(i-1) = V_x(0)$ по (11) находим $\Delta \tilde{V}_x(1)$, а по (12) находим $\tilde{V}_x(1) = \tilde{V}_x(0) + \Delta \tilde{V}_x(1)$. По (15) определяем $\Delta t(1)$ и (17) $t(1)$. Используя (14) и (18) определяем координаты $x(1)$ и $y(1)$ траектории частицы.

В зоне установившегося потока (область $x \geq x_A + L$, $y \in [0, y_B]$) относительную скорость плазменного потока представим в виде [4]:

$$\tilde{U}(x, y) = \frac{U(x, y)}{U_0} = \frac{(1 - (1 - \xi^{1,5}))^2}{\left[0,14 \frac{x - x_{\gamma}(0)}{d_c} + 1\right]^2}; \quad (19)$$

где $\xi = \frac{y_B(x) - y}{y_B(x)}$, $x_{\gamma}(0)$ – координата границы

крайней точки ядра, d_c – диаметр сопла анода.

Относительную температуру в зоне установившегося потока представим соотношением:

$$\tilde{T}_r(x, y) = \frac{T_r(x, y)}{T_{r,0}} = \frac{\xi^{1,5}}{\left[0,14 \frac{x - x_{\gamma}(0)}{d_c} + 1\right]^2}. \quad (20)$$

Параметры $T_{r,0}$, а так же численный коэффициент в знаменателе зависят от параметров плазмотрона и определяются практическими исследованиями.

Вычисляем скорость плазменной струи в первой точке $\tilde{U}(1) = \tilde{U}(x(1), y(1))$ и ее температуру $\tilde{T}(1) = \tilde{T}(x(1), y(1))$. Используя значения температуры плазменной струи, определяем плотность $\rho_r(1) = \rho_r(x(1), y(1))$, вязкость

$v(1) = v(x(1), y(1))$ плазменной струи, а следовательно и параметр $A_x(1) = A_x(x(1), y(1))$. Используя полученные результаты, переходим к расчету параметров частиц, плазмы и траектории для i точки и так далее.

Рассмотрим численный расчет для конкретного режима напыления при наличии порошка с грануляцией 10-80 мкм и выбранной подачей транспортного газа, при которой частицы $D = 40$ мкм вылетают из середины плазменной струи, то есть проходят через точку с координатами $y_a = 0, x_a = x_A + L$.

По результатам расчетов построены сводные графики траекторий движения и относительных скоростей частиц различных диаметров за ядром плазменной струи (рис. 2 и 3).

Таким образом, с использованием существующего теоретического описания плазменных струй, относящихся к так называемым “затопленным” изобарическим струям [2, 4, 5, 6] и экспериментальных данных дано аналитическое описание потока газотермической плазмы, вытекающего через цилиндрический канал анода плазмотрона в окружающее пространство. Произведен расчет геометрических параметров плазменной струи, а так же распределения температур и скорости потока по ее сечению и вдоль ее оси. Это позволило рассчитать изменение скорости и температуры порошка при его движении в плазменной струе. Движение частиц одного диаметра по своей траектории за ядром плазменной струи приводит к их значительному рассеиванию (рис. 2), которое составляет на дистанции напыления 130 мм около 2 диаметров сопла между крайними частицами группировки.

Различие траекторий движения частиц в плазменной струе приводит к существенной разнице скоростей их движения. Разгон более мелких порошковых частиц (диаметром 10-20 мкм) происходит на участке ядра плазменной струи ln и продолжается на расстоянии 1-0,5 ln , где скорость достигает максимального значения, составляющего 45-65% от скорости газового потока в ядре (рис. 3).

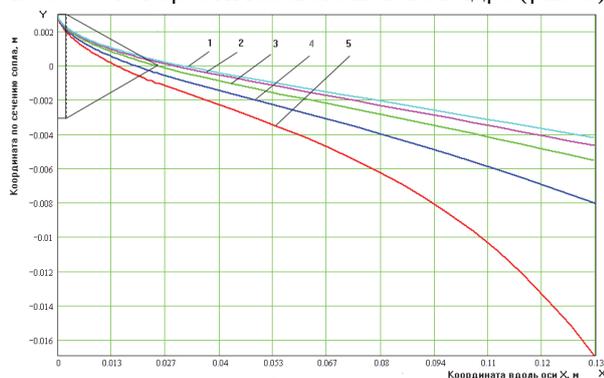


Рис. 2. Траектории движения частиц за ядром плазменной струи в зависимости от их диаметра: 1 – 80 мкм, 2 – 60 мкм, 3 – 40 мкм, 4 – 20 мкм, 5 – 10 мкм

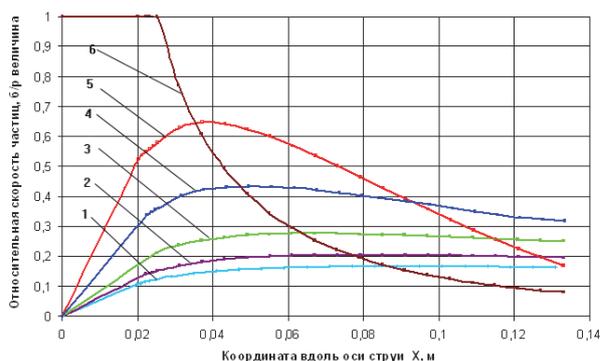


Рис. 3. Относительная скорость частиц \tilde{v} в зависимости от координаты вдоль оси плазменной струи для частиц диаметром: 1 – 80 мкм, 2 – 60 мкм, 3 – 40 мкм, 4 – 20 мкм, 5 – 10 мкм, 6 – скорость плазмы

После этого наблюдается резкое снижение скорости мелких частиц (особенно 10-микронных), которая составляет на расстоянии 130 мм от среза сопла 15 % скорости плазмы в ядре.

Частицы с диаметрами 40 - 80 мкм разгоняются более медленно и достигают максимальной скорости на расстоянии 1,5-2 ln . Значение максимальной скорости таких частиц составляет не более 17-28 % скорости газового потока в ядре. Однако снижение скорости частиц с диаметрами 40 мкм и более происходит гораздо медленнее и составляет на расстоянии 130 мм от среза сопла не более 5% от их максимальной скорости. Таким образом, мелкие частицы гораздо быстрее разгоняются, чем крупные, приобретают существенно большие значения максимальной скорости, но и быстрее теряют ее. При этом крупные частицы медленнее разгоняются, но сохраняют набранные скорости до дистанций 140 мм и более. Таким образом, в пятне осаждения покрытия скорость частиц из одного материала, но разного диаметра изменяет величину в 1,5-3 раза на различных дистанциях напыления. На рис. 4 приведена диаграмма, наглядно представляющая изменение скорости напыляемой частицы в момент осаждения на основу в зависимости от дистанции напыления и диаметра частицы.

Следует отметить, что с учетом размера отвер-

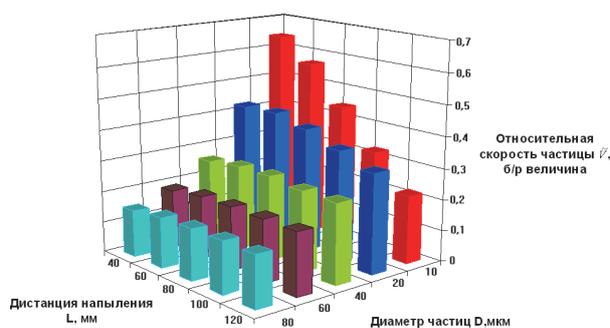


Рис. 4. Скорость напыляемой частицы в момент осаждения на основу в зависимости от дистанции напыления и диаметра частицы

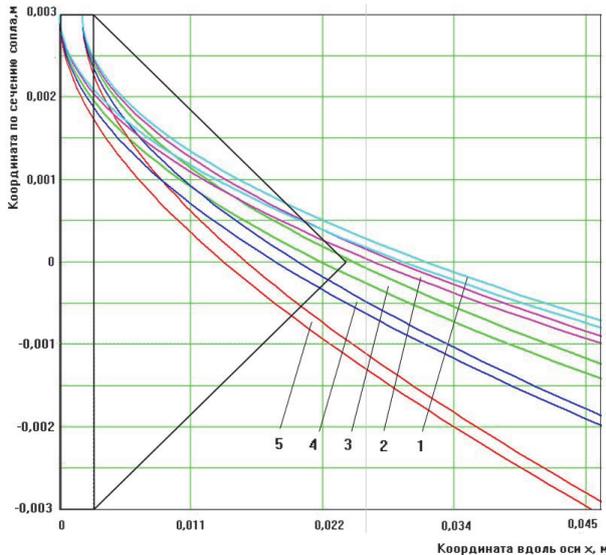


Рис. 5. Траектории движения частиц за ядром плазменной струи в зависимости от их диаметра с учетом рассеивания, обусловленного размерами отверстия для ввода порошкового материала в канал анода:

1 – 80 мкм, 2 – 60 мкм, 3 – 40 мкм, 4 – 20 мкм, 5 – 10 мкм

стия для ввода порошка в канал анода возможно некоторое рассеивание траекторий движения частиц одного диаметра. В связи с этим проведен расчет таких траекторий с целью выявления перекрытия этих зон. Графическое представление такого расчета приведено на рис. 5. На рисунке хорошо видно, что перекрытия зон рассеивания траекторий частиц разных диаметров даже на выходе из ядра не происходит, таким образом подтверждается необходимость учета явления сепарации потока частиц на поверхности.

Экспериментальная проверка полученных результатов проводилась с использованием высокоскоростной компьютерной визуализации плазменных струй с дисперсными частицами. Эксперимен-



Рис. 6. Экспериментальное исследование сепарации частиц в плазменной струе

ты проводились на установке плазменного напыления УПУ-8М, съемка проводилась скоростной камерой “Видеоспринт” (рис. 6). Методика проведения исследований подробно описана в [7].

Сепарация частиц различных диаметров, возникающая из-за их движения по различным траекториям исследовалась методом напыления в воду. При этом использовалась односторонняя подача порошка в канал плазмотрона. Напыление проводилось при отсутствии поперечного шага плазмотрона в емкость с водой, разделенную на 3 равных по ширине секции. Секция №1 располагалась со стороны отверстия для ввода порошка. Общая ширина емкости равнялась ширине плазменной струи на поверхности конденсации при напылении на стандартных дистанциях (70–80 мм). Напыляемый порошок оплавлялся в плазменной струе, и, попадая в воду, остывал, не деформируясь, при этом частицы различного диаметра, двигаясь по своим траекториям, попадали в разные емкости. После напыления емкости разъединялись, порошок просушивался и исследовался его гранулометрический состав. Гistogramмы распределения частиц по среднему диаметру показывают наличие сепарации частиц в плазменном потоке и, таким образом подтверждают теоретически полученные расчеты (рис. 7).

Проведенные исследования позволили по ре-

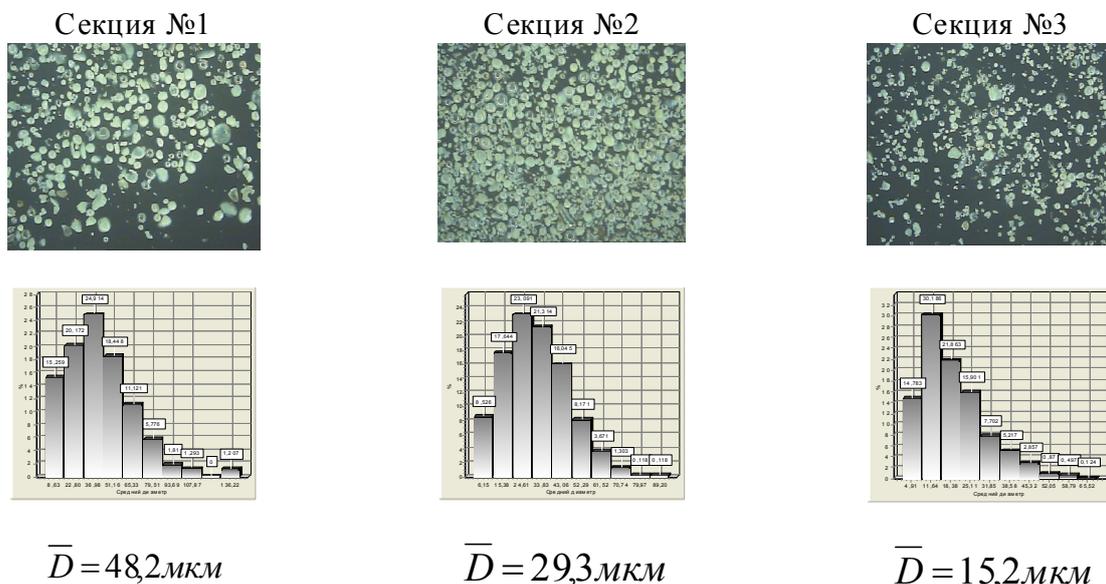


Рис. 7. Исследование гранулометрического состава порошка после сепарации в плазменном потоке

зультатам математического моделирования сформулировать требования к допустимой дисперсии диаметров частиц, используемых для напыления, и разработать рекомендации по выбору способа подачи порошка в анодный канал, позволяющего уменьшить сепарацию частиц в пятне напыления. Первым и естественным требованием к дисперсности напыляемого материала является обеспечение минимального разброса частиц по диаметрам – не более ± 5 мкм, что теоретически может быть достигнуто просевом порошка через вибросита с соответствующими размерами ячейки, или приобретением порошкового материала с необходимым разбросом грануляции в состоянии поставки. Полученную фракцию необходимо исследовать на гранулометрический состав с целью выявления диаметра частиц из центра группировки для последующего выбора скорости подачи транспортного газа, при котором частицы с диаметром, равным диаметру частиц в максимуме их распределения проходили через точку с координатами $x = 0$ $y = 0$. Однако, на практике достаточно сложно обеспечить требуемую узкую дисперсность порошкового материала за счет просева порошка, так как во-первых, номенклатура сеток сит ограничена, во-вторых, многие ячейки сит, образованные переплетением металлических нитей часто имеют деформированную форму, что приводит к возможности прохождения через них более крупной фракции (на 10-15 мкм больше), в – третьих, отсев мелкой фракции (менее 15 мкм) не представляется возможным обычным механическим просевом и требует для этого специальных методов и средств. Обеспечение узкой фракции в состоянии поставки требует от производителя специальной технологии ее получения, что неизбежно приведет к увеличению стоимости порошкового материала.

В связи с этим учет полученного результата, связанного с эффектом сепарации порошкового материала в плазменной струе для получения качественных покрытий, может быть реализован разработкой рекомендаций по способу подачи порошка в анодный канал, или направлению перемещения плазмотрона в процессе нанесения покрытия. Самым простым способом снижения сепарации частиц в пятне напыления является применение двусторонней подачи порошка в анодный канал плазмотрона (рис. 8) при этом частицы разных диаметров смешиваются в плазменной струе и образуют на поверхности осаждения пятно с равномерным распределением свойств.

При односторонней подаче возможна реализация трех ситуаций:

1-я - подача плазмотрона осуществляется перпендикулярно плоскости сепарации частиц.

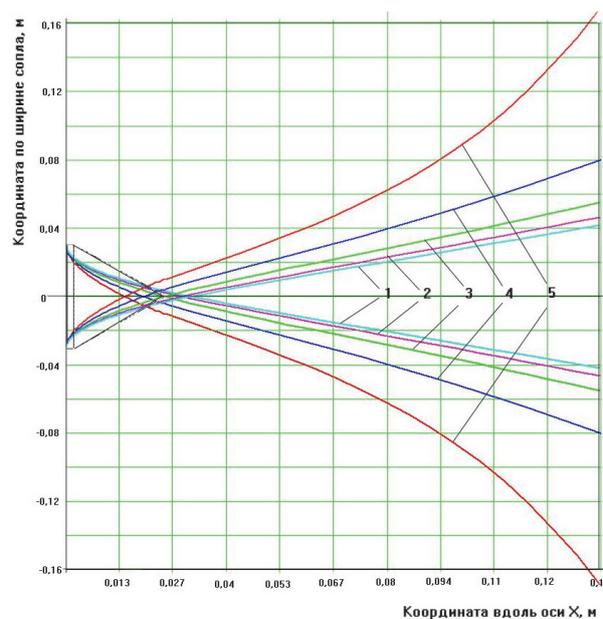


Рис. 8. Распределение частиц порошкового материала различных диаметров в плазменной струе при двусторонней подаче порошка в плазмотрон: 1 – 80 мкм, 2 – 60 мкм, 3 – 40 мкм, 4 – 20 мкм, 5 – 10 мкм

В этом случае при напылении на поверхности конденсации образуются зоны сформированные только частицами одного диаметра, а, следовательно, одной скорости и температуры, что приводит к существенной неоднородности структуры покрытия.

2-я – направление подачи плазмотрона осуществляется параллельно плоскости сепарации частиц, при этом его движение осуществляется так, что на крупные частицы ложатся мелкие. Такая схема напыления неизбежно приведет к снижению адгезионной прочности покрытия, поскольку наиболее крупные частицы из фракции порошкового материала, являющиеся мало прогретыми, попадающие первыми на холодную поверхность основы, и кроме того, обладающие малой площадью контакта, не могут образовать прочных химических и физических связей с основой.

3-я – направление подачи плазмотрона осуществляется параллельно плоскости сепарации частиц, при этом его движение осуществляется так, что на мелкие частицы ложатся крупные. Такая схема напыления является более предпочтительной, чем 2-я, поскольку позволяет получить покрытия с высокой адгезионной и когезионной прочностью за счет попадания мелких частиц (более прогретых, более быстрых, обладающих большой площадью контакта) первыми на поверхность основы. Кроме того, такая схема напыления дает покрытия с упорядоченно-переменной пористостью, т.е. формируются микро зоны (кластеры), в

которых пористость постепенно увеличивается за счет наложения частиц разной грануляции в процессе формирования покрытия.

Однако следует отметить, что такая схема напыления может быть эффективно применена только на дистанциях до 70-80 мм, так как на больших расстояниях мелкие частицы резко теряют скорость и температуру, что неизбежно приведет к снижению качества покрытия. Кроме того, такая схема напыления подразумевает нанесение покрытия при движении плазмотрона в одном направлении, или переключения каналов подачи порошка на противоположную сторону, что в обоих случаях приведет к некоторому увеличению трудоемкости процесса нанесения покрытия.

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. Пекшеев, В.Е. Белащенко и др. М.: Наука, 1990. 408 с.
3. Физическое и математическое моделирование динамики движения дисперсных частиц в плазменной струе / В.А. Барвинок, В.И. Богданович, И.А. Докукина, С.Б. Воробьев, Е.К. Савич, В.Г. Небога // Известия Самарского научного центра РАН. Спец. выпуск "Четверть века изысканий и экспериментов по созданию уникальных технологий и материалов для авиастроения УНТЦ – ФГУП – ВИАМ". 2008. Том 3. С. 193-202.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
5. Барвинок В.А., Богданович В.И., Докукина И.А., Плотников А.Н. Математическое моделирование и физика процессов нанесения плазменных покрытий из композиционных лакированных порошков. М.: Международный центр НТИ, 1998. 96 с.
6. Донской А.В., Клубникин В.С. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1979. 221 с.
7. Богданович В.И., Гришанов В.Н., Докукина И.А., Савич Е.К. Высокоскоростная видеосъемка для контроля процессов и оборудования плазменного газотермического нанесения покрытий // Межд. журнал Проблемы машиностроения и автоматизации. 2011. №1. С. 113-118.

RESEARCH OF SPEED OF MOVEMENT OF DISPERSE PARTICLES IN THE PLASMA STREAM

© 2012 I.A. Dokukina

Samara State Aerospace University named after Academician S.P. Korolev
(National Research University)

The mathematical design of dynamics of motion of napylyaemykh particles is conducted in a plasma stream on an area from the kernel of stream to the surface of good. The developed mathematical model allows to expect trajectories and speeds of particles of different diameter, and, consequently, and time of heating their plasma stream. Experimental verification of the got results is conducted by high-speed photography.

Key words: dispersible particles, plasma stream, mathematical model, speed of particles