

УДК 621.793

М.А. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ, д-р техн. наук
Объединенный институт машиностроения НАН Беларуси, г. Минск

АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАЗОПЛАМЕННОГО ФАКЕЛА И НЕЗАВИСИМОГО СПУТНОГО ПОТОКА

Статья посвящена теоретическому анализу процесса газопламенного напыления с независимым источником спутного потока. Процесс напыления представлен «трехслойной моделью», описывающей движение двухфазной струи в спутном потоке. Для численного моделирования двухфазных турбулентных потоков использована $k-\epsilon$ модель турбулентности Лондера–Джонса. Рассчитаны величины скорости спутного потока, необходимые для достижения заданной скорости полета частиц в факеле термораспылителя.

Ключевые слова: газопламенное напыление, спутный поток, моделирование взаимодействия, скорость частиц

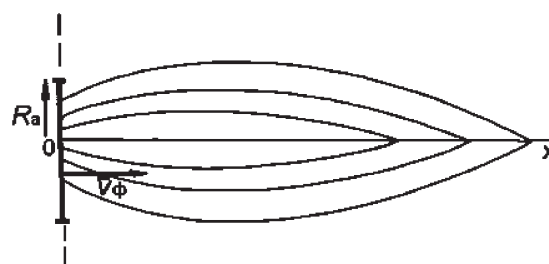
Постановка задачи. Твердость, пористость и прочность сцепления газотермического покрытия с основой определяются скоростью, температурой и фазовым состоянием частиц напыляемого материала в момент их столкновения с обрабатываемой поверхностью. Как показал проведенный анализ [1, 2], использование при газотермическом напылении спутных потоков, истекающих в двухфазную струю, позволяет существенно повысить скорость частиц при их контакте с основой.

Количественная оценка влияния спутного потока на параметры двухфазной струи была получена еще в 70-х годах прошлого века с помощью интегральных методов [3]. Однако, интегральные методы имеют существенный недостаток — для их реализации необходим большой объем экспериментальной информации, подтверждающей допущение о подобии всех параметров в поперечных сечениях, о границах начального и основного участков и т. д., что очень сильно ограничивает область применения данных методов.

В отличие от интегрального, использование систем дифференциальных уравнений в частных производных [4] позволяет вычислять параметры двухфазного потока с произвольными начальными данными и при протекании в нем разнообразных физико-химических реакций. Это обусловило его широкое применение при численном решении задач газотермического напыления с использованием затопленных струй [5]. Предполагалось, что метод компьютерного моделирования двухфазных спутных потоков даст возможность рассчитать такие их параметры, при которых достигаются требуемые характеристики взаимодействия с поверхностью частиц. Это позволит выбрать оптимальные параметры струй, обеспечивающие наилучшее газотермическое покрытие с наименьшими энерго- и ресурсозатратами.

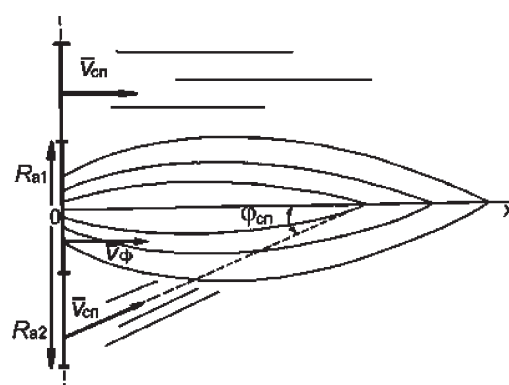
Физическая модель процесса. В известных физических моделях процессов газотермического напыления рассматривается истечение двухфазной (факел — частицы) струи в затопленное пространство [5, 6]. При этом для методов газопламенного

напыления формирование факела представляется как процесс сжигания газов с образованием ламинарного или турбулентного потока, движущегося по законам затопленной струи [7], — так называемый «свободный факел» (рисунок 1 а). В работах [3, 7] и для оценки влияния спутного потока рассмотрена «двухслойная модель», т. е. когда спутный



При $x = 0$ $0 \leq r_i \leq R_a$ $v_i = v_{cp}$

а



При $x = 0$ $0 \leq r_i \leq R_{a1}$ $v_i = v_{cp}$

$R_{a1} < r_i < R_{a2}$ $v_i = v_{сп}$

$R_{a2} < r_i < \infty$ $v_i = 0$

б

Рисунок 1 — Схема свободного факела (а) и факела, истекающего в спутный поток (б)

поток возникает при движении источника, генерирующего факел. Наиболее характерным случаем «двухслойной модели» является факел движущегося в воздушном пространстве турбореактивного или ракетного двигателя.

Случай с независимым источником спутного потока может быть представлен «трехслойной моделью» (см. рисунок 1 б), описывающей движение двухфазной струи в искусственно созданном спутном потоке, который истекает в затопленное пространство. Анализ этой модели показывает, что для оценки дополнительного воздействия от спутного потока, в который истекает двухфазная струя, необходимо, прежде всего, учитывать его конечный радиальный размер и угол, под которым осуществляется взаимодействие с двухфазной струей.

Необходимо отметить, что сложность физической «трехслойной модели» из-за наличия указанных начальных условий обуславливает невозможность использования простейших алгебраических приемов, обычно применяемых к описанию процесса истечения струй в затопленное пространство.

Начальные условия согласно этой модели (см. рисунок 1 б) имеют вид:

$$0 \leq r_i \leq R_{a1}; V_i = V_{\phi};$$

$$R_{a1} < r_i < R_{a2}; V_i = V_{\text{сп}};$$

$$R_{a2} < r_i < \infty; V_i = 0.$$

Разработка математической модели процесса. При моделировании двухфазных струй, использующем систему дифференциальных уравнений, широко применяются два подхода. К первому относятся модели, основывающиеся на «эйлеровом» описании для обеих фаз — это модели двухжидкостной сплошной среды [8], в которой реальное течение смеси частиц и газа заменяется взаимопроникающим течением двух сплошных сред — собственно газа и «газа частиц». При втором подходе общие уравнения движения, теплообмена и горения в газовой фазе описаны с помощью «эйлерова» представления, а для описания движения и теплообмена с газом частиц конденсированной фазы с учетом обратного влияния частиц на газ применяется «лагранжев» подход [9]. Данный подход позволяет рассматривать более сложные случаи двухфазных течений. В силу простоты чисто «эйлеров» подход предпочтительно использовать, когда необходимо определить термодинамические параметры двухфазных сред, а их более детальные характеристики (спектр турбулентных пульсаций, распределение по скоростям и температурам частиц одного размера и т. д.) не представляют интереса.

При использовании для описания течения двухфазной среды модели двухжидкостной сплошной среды [8] полагается, что газовая фаза определяется массовыми концентрациями газовых компонент $V_i (i = 1, \dots, N_g)$, давлением P , плотностью ρ ,

скоростью \vec{V} и температурой T . Весовая доля частиц конденсированной фазы в струе составляет G_p . Реальное непрерывное распределение частиц конденсированной фазы по размерам заменяется разбиением на N_p групп. Частицы, принадлежащие одной группе, являются шарами одинакового радиуса $R_k (i = 1, \dots, N_p)$. Каждая группа (k) характеризуется относительной весовой долей g_k , средней плотностью ρ_k (масса k -ой компоненты в единице объема), скоростью \vec{V}_k , температурой T_k , долей конденсированной фазы, находящейся в твердом состоянии ξ_k . Давление создается только газовой фазой. Объем, занимаемый частицами, пренебрежимо мал. Будем рассматривать течения, в которых столкновения, коагуляция, дробление и испарение частиц конденсированной фазы отсутствуют.

В рамках принятых допущений ламинарное течение стационарной осесимметричной двухфазной изобарической струи в приближении пограничного слоя в цилиндрической системе координат с продольной координатой x и поперечной r описывается системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho vr) = 0, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \sum_k \rho_k \left(u_k \frac{\partial u_k}{\partial x} + v_k \frac{\partial u_k}{\partial r} \right), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial r} = \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{r \mu}{Pr} \frac{\partial H}{\partial r} + r \mu (1 - Pr^{-1}) \frac{\partial}{\partial r} \frac{u^2 + v^2}{2} \right] - \\ - \sum_k \rho_k \left(u_k \frac{\partial H_k}{\partial x} + v_k \frac{\partial H_k}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_i}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r S m \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) + \\ + F_i(p, T, Y_1, Y_2, \dots, Y_{N_g}), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_k u_k) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho_k v_k r) = 0, \quad (5)$$

$$u_k \frac{\partial u_k}{\partial x} + v_k \frac{\partial u_k}{\partial r} = f_{kx}, \quad (6)$$

$$u_k \frac{\partial v_k}{\partial x} + v_k \frac{\partial v_k}{\partial r} = f_{kr}, \quad (7)$$

$$u_k \frac{\partial H_k}{\partial x} + v_k \frac{\partial H_k}{\partial r} = q_k + u_k f_{kx} + v_k f_{kr}, \quad (8)$$

$$P = R \rho T \sum_i Y_i / W_i. \quad (9)$$

Уравнения (1–3) — это уравнения сохранения массы (уравнение неразрывности), импульса (уравнения движения в осевом направлении) и энергии для газовой составляющей струи, записанные с учетом членов, описывающих взаимодействие газа с частицами конденсированной фазы, а уравнения (5–8) — соответствующие уравнения сохранения для частиц конденсированной фазы с учетом членов взаимодействия с газом. В уравнениях (2, 3) взаимодействие газа с частицами проявляется в наличии членов, содержащих параметры частиц. В уравнениях для частиц (6–9) это взаимодействие записывается с помощью скорости обмена импульсом \vec{f}_k и теплом q_i между газом и частицами k -ой группы. Изменение мольных концентраций газовых компонент в процессе химических реакций описывается уравнением (4), где $F_i(p, T, Y_1, Y_2, \dots, Y_{N_g})$ — скорость образования i -ой газовой компоненты в результате всех реакций. Уравнение (9) — уравнение состояния для смеси совершенных газов.

В рассматриваемых уравнениях u и v — осевая и радиальная компоненты скорости газа, а u_k и v_k — соответствующие компоненты скорости частиц k -ой группы; H — полная удельная энтальпия газа:

$$H = \sum_{i=1}^{N_g} Y_i \left[h_i + \int C_{pi}(T) dT \right] + \frac{u^2 + v^2}{2}, \quad (10)$$

где h_i и C_{pi} — химический потенциал и теплоемкость газа при постоянном давлении для i -го сорта газа; H_k — полная удельная энтальпия частиц k -ой группы

$$H_k = \int_0^{T_k} C(T) dT + L_m \xi_k + \frac{u_k^2 + v_k^2}{2}, \quad (11)$$

где C и L_m — соответственно теплоемкость и теплота плавления вещества частиц; R — универсальная газовая постоянная, W_i — молекулярный вес i -ой компоненты газовой фазы, Pr и Sm — числа Прандтля и Шмидта.

Силовыми факторами, оказывающими воздействие на движение частиц конденсированного вещества в газовом потоке, являются следующие [10]: сила аэродинамического сопротивления, сила тяжести, сила Сэфмена, сила Магнуса, силы турбо- и термофореза. В струях, используемых для газотермического напыления, основной является сила аэродинамического сопротивления, обусловленная разницей скоростей газа и движущихся в нем частиц.

Взаимодействие напыляемых частиц с поверхностью сильно зависит от фазового состояния частиц [3]. Описание прогрева и последующего плавления частиц в высокотемпературном потоке газа сводится к решению уравнения нестационарной теплопроводности и уравнения распространения границы раздела фаз «жидкость — твердое тело» совместно с уравнениями движения частиц. Скорость прогрева частиц характеризуется числом Био:

$$Bi = \alpha_T d_p / \lambda_p, \quad (12)$$

где α_T — коэффициент теплообмена; d_p и λ_p — диаметр и теплопроводность частицы.

Для металлических частиц с диаметром в несколько десятков микрон $Bi \ll 1$ [11, 12]. В этом случае градиентом температуры внутри частицы можно пренебречь и использовать упрощенную модель теплообмена в предположении бесконечной теплопроводности. Тогда определение параметров струи можно полностью осуществить в рамках модели двухжидкостной сплошной среды. Действительно, в данной модели определяется энтальпия дисперсной фазы, что позволяет рассчитывать температуру частиц T_k и долю конденсированной фазы, находящейся в твердом состоянии ξ_k , используя формулу (11). При этом следует учитывать, что при фазовом переходе температура частицы остается постоянной.

Результаты расчетно-экспериментального исследования высокотемпературной ламинарной гетерогенной струи, используемой при плазменном напылении, представлены в работе [13]. У современных плазмотронов, применяемых для напыления, режим движения струи на срезе сопла может быть как ламинарным, так и турбулентным [14, 15]. На практике в процессах напыления наиболее часто используются турбулентные струи. Так, потоку горячего воздуха ($T = 2000$ К) со скоростью 500 м/с в трубе диаметром 0,1 м соответствует $Re \sim 2,7 \cdot 10^5$, что значительно превышает критическое число Рейнольдса для течения газа в круглой трубе $Re_{кр} \sim 2300$ [16]. Следовательно, для нас представляет интерес турбулентный режим течения двухфазных потоков.

Наиболее простой способ численного моделирования двухфазных турбулентных потоков заключается в использовании уравнений для осредненных по турбулентным пульсациям осредненных величин, при этом уравнения формально имеют такой же вид, как и в случае ламинарного течения [17]. Переход от описания ламинарного течения к турбулентному фактически сводится к следующим заменам в уравнениях (1–9):

$$\mu \rightarrow \mu_e = \mu + \mu_t, \quad (13)$$

$$\frac{\mu}{Pr} \rightarrow \frac{\mu_e}{Pr_e} = \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}, \quad (14)$$

$$\frac{M}{Sm} \rightarrow \frac{\mu_e}{Sm_e} = \frac{\mu}{Sm} + \frac{\mu_t}{Sm_t}, \quad (15)$$

где Pr_e и Sm_e — эффективные числа Прандтля и Шмидта; μ_t — кажущаяся динамическая вязкость в турбулентном потоке; величины без индекса характеризуют ламинарное течение, с индексом t — турбулентное.

В локальных моделях эти коэффициенты выражаются через местные газодинамические параметры. Впоследствии были разработаны модели, в которых учитывается предистория развития турбулентного течения. Из них для описания двухфазных течений наиболее широко применяется стандартная k - ϵ

модель турбулентности Лондера–Джонса, откорректированная с учетом присутствия инерционных частиц [3, 10]. В рамках этой модели турбулентность описывается двумя дифференциальными уравнениями для турбулентной кинетической энергии k и ее диссипации ϵ :

$$\rho u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \rho \epsilon, \quad (16)$$

$$\rho u \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] + C_1 \frac{\epsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k}. \quad (17)$$

При этом турбулентная вязкость определяется через кинетическую энергию и ее диссипацию следующим выражением:

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\epsilon}. \quad (18)$$

При вычислении константы полагались равными следующим значениям: $C_1 = 1,5$; $C_2 = 1,92$; $C_\mu = 0,09$; $\sigma_k = 1,0$; $\sigma_\epsilon = 1,3$. При использовании k – ϵ модель турбулентности система уравнений (1–11) дополняется уравнениями (16–18). Начальные и граничные условия (10) должны быть дополнены условиями для турбулентной кинетической энергии k и ее диссипации ϵ .

На первом этапе теоретических исследований было выполнено сопоставление результатов расчетов, проведенных по указанной методике, истекающих в затопленном пространстве осесимметричных турбулентных дозвуковых изотермических газовых струй с экспериментальными данными, приведенными в монографии [18]. Расчеты проводились для воздушных струй со следующими начальными и граничными условиями: $r_a = 0,045$ м; $P = 0,1$ МПа; $u = 87$ м/с; $T = 300$ К при $x = 0$, $r \leq r_a$; $u = 0,1$ м/с; $T = 300$ К при $x = 0$, $r > r_a$; $u = 0,1$ м/с; $T = 300$ К при $r \rightarrow \infty$. Как в струе, так и в окружающем пространстве имеют место следующие молярные концентрации азота и кислорода: $\alpha(N_2) = 0,8$; $\alpha(O_2) = 0,2$. Строго говоря, расчеты проводились не для затопленной струи, а для струи, истекающей в медленный спутный поток. Вычисления выполнялись с использованием программного обеспечения, разработанного в Институте физики НАН Беларуси для расчета струй реактивных двигателей [19].

На рисунке 2 представлено сравнение расчетных безразмерных профилей продольной скорости в различных сечениях осесимметричной затопленной струи в случае низкого (а) и высокого (б) уровня энергии турбулентных пульсаций с опытными данными Трюпеля, приведенными в монографии [18]. Здесь U_m — величина продольной скорости на оси струи, $y/0,5$ — расстояние от оси до точки, в которой скорость равна половине осевой. Как видно из рисунка 2, для всех сечений наблю-

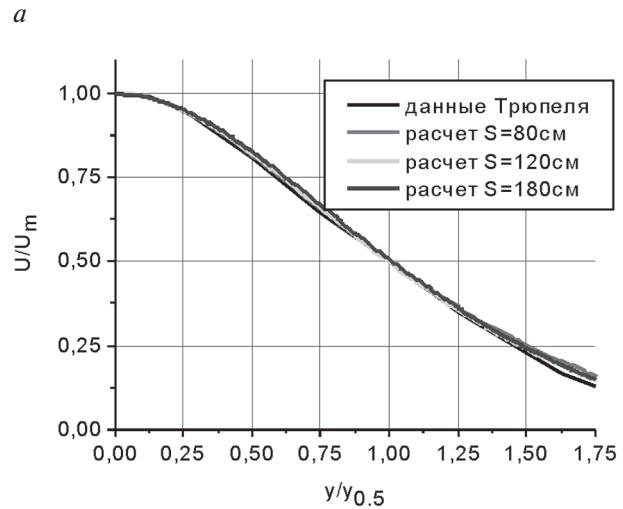
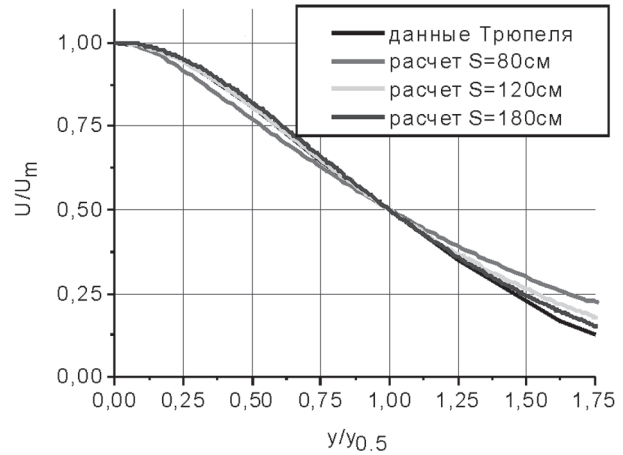


Рисунок 2 — Безразмерные профили продольной скорости в различных сечениях осесимметричной затопленной струи

дается хорошее соответствие между экспериментальными и расчетными данными.

На следующем этапе теоретических исследований были выполнены расчеты скоростей газа и частиц двухфазных струй, генерируемых аппаратами газопламенного напыления порошковых материалов, и их последующее сравнение с полученными нами ранее экспериментальными данными [20]. Расчет выполнялся для факела пропан-кислородного пламени и стальных частиц сферической формы размером 50 мкм. Расходы рабочих газов и размеры сопла соответствовали используемым в эксперименте [20]. Результаты представлены на рисунке 3.

Как и следовало ожидать, при определении скоростей продуктов сгорания и частиц на начальном участке струи наблюдается некоторое расхождение между расчетными и экспериментальными значениями (рисунк 3). На основном участке струи расчетные значения скоростей совпадают с экспериментом. Это свидетельствует о том, что предложенная математическая модель вполне адекватно описывает процесс движения элементов двухфазного потока. Соответственно и разра-

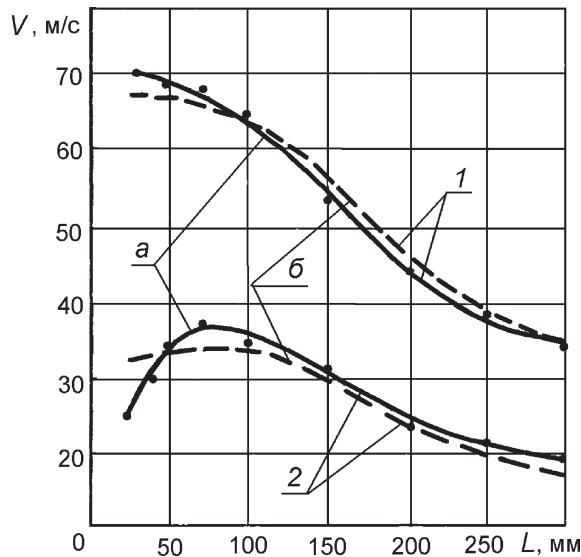


Рисунок 3 — Изменение скорости движения газов (1) и частиц (2) по оси двухфазной струи: а — экспериментальные значения; б — расчетные значения

ботанная методика расчета динамических параметров турбулентных осесимметричных дозвуковых струй позволяет аналитическим путем получить близкие к реальным значения скорости продуктов сгорания и частиц при ГПН [21].

Используя разработанную методику, был выполнен теоретический анализ процесса газопламенного напыления с независимым источником спутного потока, который был представлен «трехслойной моделью» (см. рисунок 1 б). Для оценки воздействия от спутного потока учитывали его конечный радиальный размер и угол, под которым осуществляется взаимодействие с двухфазной струей. Установлено (рисунок 4), что при равенстве объемных расходов газов в спутном потоке и основной двухфазной струе, для увеличения скорости частиц размером около 50 мкм в 1,5 раза необходимо, чтобы скорость спутного потока превышала скорость основной струи всего в 1,2–1,3 раза.

Но для дальнейшего увеличения скорости частиц необходимо все большее превышение скорости спутного потока над скоростью в основной струе. Так, для повышения скорости частиц в 3 раза потребуется, чтобы скорость спутного потока превышала скорость основной струи уже в 4,5 раза.

Для шестикратного увеличения скорости частиц потребуется, чтобы скорость спутного потока в 10 раз превосходила скорость основной струи. Таким образом, для того, чтобы достичь скорости частиц около 300 м/с, необходимо создать спутный поток, двигающийся со скоростью 900–1000 м/с.

В данном конкретном случае эмпирическое выражение, описывающее зависимость скорости полета части от скорости движения газов в спутном потоке будет иметь вид:

$$V_{\text{ч}} = 0,26 \cdot V_{\text{сп}} + k_{\text{сп}}, \quad (19)$$

где размерность скоростей — $V_{\text{ч}}$ и $V_{\text{сп}}$ (м/с); $k_{\text{сп}} \approx 40$ (м/с).

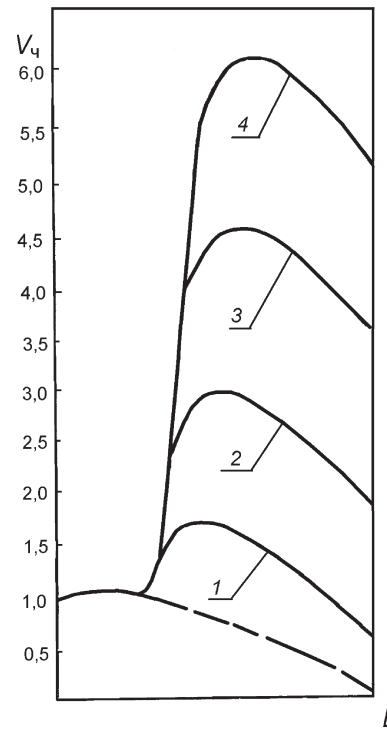


Рисунок 4 — Изменение относительной скорости движения частиц в осевом сечении газопламенного факела при различных скоростях спутного потока (угол взаимодействия = 35°): 1 — $V_{\text{сп}} = 1,2V_{\text{г}}$; 2 — $V_{\text{сп}} = 4,5V_{\text{г}}$; 3 — $V_{\text{сп}} = 7,3V_{\text{г}}$; 4 — $V_{\text{сп}} = 10V_{\text{г}}$

Расчеты, выполненные с целью оценки влияния величины угла атаки (угла, под которым осуществляется взаимодействие спутного потока с двухфазной струей) показали (рисунок 5), что максимальный прирост скорости частиц возможен при углах от 25° до 40°.

Следует отметить, что в процессе активации газопорошковой струи спутным потоком, имеющим гиперзвуковые скорости движения, необходимо чтобы влияние спутного потока на температуру частиц было минимально. Это возможно лишь в том случае, когда высокоскоростной спутный поток имеет температуру не менее 1500 К. Таким образом, формирование высокоскоростного спутного потока можно осуществить путем истечения продуктов сгорания газо-воздушной или газо-кислородной смеси из камеры, оснащенной соплом

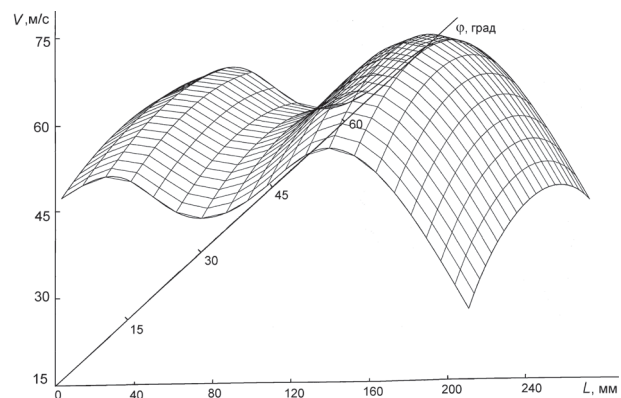


Рисунок 5 — Изменение скорости движения частиц в осевом сечении

Лавала. При необходимости увеличения скорости частиц в 1,5–2 раза можно использовать «холодные» спутные потоки, соблюдая лишь условие выбора угла атаки в пределах 25–40°.

Выводы. Для повышения скорости напыляемых частиц порошковых материалов предложено активировать процесс ГПН спутными потоками. Разработана физическая модель, представляющая процесс напыления с независимым источником спутного потока в виде «трехслойной модели», описывающей движение двухфазной струи в искусственно созданном спутном потоке, который истекает в затопленное пространство. Теоретический анализ процесса газопламенного напыления с независимым источником спутного потока, показал, что максимальный прирост скорости частиц обеспечивается при углах взаимодействия спутного потока с двухфазной струей от 25° до 40°; увеличение скорости движения частиц в осевом сечении газопламенного факела происходит не пропорционально увеличению скорости спутного потока; для увеличения скорости частиц до 300 м/с необходимо скорость газов в спутном потоке обеспечить до величин около 1000 м/с.

Список литературы

1. Marantz, D.R. New contender in metal spraying / D.R. Marantz, K.A. Kowals // *Welding Journal*. — 1991. — № 8. — Pp. 46–50.
2. Casto Dyn system 2000 // *Bulletin Castolin + Eutectic: Suisse*. — Lausanne, 1985. — 4 p.
3. Абрамович, Г.Н. Двухфазная струя в спутном потоке / Г.Н. Абрамович, В.И. Бажанов, Т.А. Гиршович // *Турбулентные двухфазные течения*. — Таллин: Акад. наук ЭССР, 1976. — С. 47–68.
4. Нанесение покрытий плазмой / В.В. Кудинов [и др.]. — М.: Наука, 1990. — 408 с.
5. Компьютерное моделирование процессов плазменного напыления покрытий / С.П. Кундас [и др.]. — Минск: Бестпринт, 1998. — 212 с.
6. Плазменные покрытия на основе керамических материалов / А.Ф. Ильющенко [и др.]. — Минск: Бестпринт, 2006. — 316 с.
7. Кузнецов, В.Р. Турбулентность и горение / В.Р. Кузнецов, В.А. Сабельников. — М.: Наука, 1986. — 288 с.
8. Стернин, Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений / Л.Е. Стернин. — М.: Машиностроение, 1974. — 212 с.
9. Sommerfeld, M. Expansion of gas/particle mixture in supersonic free jet flow / M. Sommerfeld, Z. Flugwiss // *Weltraumforsch.* — 1987. — Bd. 11, N. 2. — Pp. 87–96.
10. Вараксин, А.Ю. Турбулентные течения газа с твердыми частицами / А.Ю. Вараксин. — М.: Физматгиз, 2003. — 186 с.
11. Chen, X. Heat transfer to a particle under plasma conditions with vapor contamination from the particle / X. Chen // *Plasma Chem and Plasma Process.* — 1985. — Vol. 5, № 2. — Pp. 119–141.
12. Обмен импульсом и теплом между частицами и плазменной струей при напылении / Ж.Ф. Кудер [и др.] // *Генерация потоков электродуговой плазмы*. — Новосибирск: ИТФ СО СССР, 1987. — С. 397–427.
13. Расчетно-экспериментальное исследование высокотемпературной ламинарной гетерогенной струи / Г.М. Крылов [и др.] // *Процессы переноса в одно- и двухфазных средах*. — Новосибирск: ИТФ СО СССР, 1986. — С. 98–111.
14. Инкропера, К. Явления перехода течения в дозвуковой плазменной струе / К. Инкропера, И. Лоиперт // *Ракетная техника и космонавтика*. — 1966. — Т. 4, № 6. — С. 164–165.
15. Сувор, Н.С. Экспериментальное исследование распределения параметров в однофазной и двухфазной дозвуковых плазменных струях / Н.С. Сувор // *Теплофизика высоких температур*. — 1969. — Т. 7, № 26. — С. 304–312.
16. Абрамович, Г.Н. Прикладная газовая динамика: учеб. руководство для ВТУЗов: в 2 ч. / Г.Н. Абрамович. — 5-е изд., перераб., доп. — М.: Наука, 1991. — Ч. 1. — 600 с.
17. Горение в сверхзвуковом потоке / В.К. Баев [и др.]. — Новосибирск: Наука, 1984. — 304 с.
18. Теория турбулентных струй / Г.Н. Абрамович [и др.]. — М.: Наука, 1984. — 720 с.
19. A physico-mathematical model of rocket exhaust plumes / E. Vitkin [et al.] // *Int. J. Heat Mass Transfer.* — 1997. — Vol. 40, № 5. — Pp. 1227–1241.
20. Исследование кинетических параметров газопорошковой струи при газопламенном напылении / Н.Н. Дорожкин [и др.] // *Вест. АН БССР. Сер. физ.-техн. наук*. — 1987. — № 2. — С. 44–46.
21. Витязь, П.А. Теоретические предпосылки активирования процесса газопламенного напыления спутными потоками / П.А. Витязь, М.А. Белоцерковский // *Порошковая металлургия: сб. науч. тр.* — Минск: Беларус. навука, 2010. — Вып. 33. — С. 232–241.

Belotserkovsky M.A.

Analysis of interaction between flame torch and independent cocurrent flow

The paper presents a theoretical analysis of the flame spraying with an independent source of cocurrent flow. The spraying process is represented by «three-layer model», describing the motion of a two-phase jet in cocurrent flow. For the numerical simulation of two-phase turbulent flows used $k-\epsilon$ turbulence model by Londer–Jones. To determine the required velocity of the particles in the flame were calculated necessary velocities of cocurrent flow.

Keywords: flame spraying, cocurrent flow, interaction modeling, particle velocity

Поступила в редакцию 02.04.2013.