

УДК 532.539

О ВЛИЯНИИ ЗАКРУТКИ ПОТОКА ГАЗА НА ПРОЦЕСС НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЯ НА ПРЕГРАДУ МЕТОДОМ ХОЛОДНОГО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО НАПЫЛЕНИЯ

С. П. Киселев, В. П. Киселев, В. Н. Зайковский

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск
E-mail: kiselev@itam.nsc.ru

Численно и экспериментально исследовано влияние закрутки потока газа на процесс нанесения покрытия на преграду методом холодного газодинамического напыления. Установлено, что закрутка потока приводит к изменению картины течения газа и уменьшению его расхода при типичных условиях холодного газодинамического напыления. Показано, что в незакрученном потоке форма напыляемого пятна подобна острому конусу, в закрученном потоке напыляемое пятно имеет форму кратера, в центре которого отсутствуют напыляемые частицы. Обнаружено, что этот эффект обусловлен центробежными силами, действующими на частицы в закрученном потоке газа.

Ключевые слова: холодное газодинамическое напыление, сверхзвуковое течение газа с частицами, ударная волна, сопло Лавалия.

Введение. Одним из методов нанесения покрытий является холодное газодинамическое напыление (ХГН). Теоретические и экспериментальные основы метода ХГН подробно описаны в работах [1, 2]. Суть метода ХГН состоит в ускорении микрочастиц в сопле Лавалия до скорости порядка нескольких сотен метров в секунду, при которой происходит их соударение с преградой. В результате соударения микрочастицы прилипают к преграде, и на ней возникает покрытие. При использовании метода ХГН, в отличие от других известных методов напыления (плазменного, детонационного), средняя температура частиц при соударении не превышает температуру плавления. Это свойство ХГН может найти применение в ряде случаев, когда необходимо сохранить атомарную структуру напыляемых частиц. В настоящее время разрабатываются экспериментальные схемы ускорения микрочастиц закрученным потоком газа. Меняя закрутку потока, можно регулировать форму напыляемого пятна и условия соударения микрочастиц с преградой [3]. Поэтому численное моделирование ускорения микрочастиц закрученным потоком газа с использованием метода ХГН является актуальной задачей.

1. Постановка задачи. В данной работе исследовано влияние закрутки потока газа на структуру покрытия, возникающего при ХГН. Концентрацию частиц будем считать малой ($\alpha < 10^{-4}$), поэтому столкновениями между частицами и их влиянием на течение газа можно пренебречь. В этом случае задача расщепляется на две независимые задачи — расчет закрученного потока газа и расчет траекторий частиц в этом потоке газа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 11-08-01336) и в рамках Федеральной целевой программы № 2010-1.1-111-128-024 (госконтракт № 14.740.11.0350).

© Киселев С. П., Киселев В. П., Зайковский В. Н., 2012

Рассмотрим круглое сопло Лаваля, за которым на некотором расстоянии расположена плоская преграда. Расчет течения струи газа в сопле Лаваля и ее соударения с преградой будем проводить в рамках модели идеального газа. Течение газа обладает осевой симметрией. В цилиндрической системе координат в осесимметричном случае уравнения для закрученного потока газа имеют вид [4, 5]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_1}{\partial z} + \frac{\partial \rho v_1}{\partial r} + \frac{\rho v_1}{r} &= 0, \\ \frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \\ \frac{\partial v_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial v_1}{\partial z} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial r} - \frac{w_1^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \\ \frac{\partial w_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial w_1}{\partial z} + v_1 \frac{\partial w_1}{\partial r} - \frac{v_1 w_1}{r} &= 0, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + u_1 \frac{\partial e}{\partial z} + v_1 \frac{\partial e}{\partial r} + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\partial v_1}{\partial r} + \frac{v_1}{r} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$p = (\gamma - 1)\rho e, \quad e = C_V T_1, \quad M = \sqrt{u_1^2 + v_1^2 + w_1^2} / c, \quad c = \sqrt{\gamma p / \rho},$$

где ρ — плотность газа; u_1, v_1, w_1 — осевая, радиальная и окружная скорости газа; p — давление в газе; e — внутренняя энергия газа, приходящаяся на единицу массы; T_1 — температура газа; C_V — теплоемкость газа при постоянном объеме; M — число Маха; c — скорость звука; γ — показатель адиабаты. Траектории частиц определяются из уравнений движения [6]

$$\frac{dz_2}{dt} = u_2, \quad \frac{dr_2}{dt} = v_2, \quad \frac{du_2}{dt} = a_z, \quad \frac{dv_2}{dt} = a_r, \quad \frac{dw_2}{dt} = a_\theta, \quad \frac{dT_2}{dt} = q, \quad (2)$$

где z_2, r_2 — координаты частиц; u_2, v_2, w_2 — осевая, радиальная и окружная скорости частиц; T_2 — температура частиц; q — удельный (на единицу массы) приток тепла от газа к частицам; a_z, a_r, a_θ — осевая, радиальная и окружная компоненты ускорения частицы. Выражения для компонент ускорения и удельного потока тепла к частице имеют вид

$$\begin{aligned} a_z &= \frac{u_1 - u_2}{\tau}, & a_r &= \frac{v_1 - v_2}{\tau} + \frac{w_2^2}{r_2}, \\ a_\theta &= \frac{w_1 - w_2}{\tau}, & q &= \frac{6\lambda \text{Nu}}{C_s \rho_p d_p^2} (T_1 - T_2), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{3}{4} \frac{\rho |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| C_d}{\rho_p d_p}, \quad \lambda = \frac{C_p \mu}{\text{Pr}}, \quad \text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{0,33},$$

$$\mu = \frac{\mu_1 T_1^{3/2}}{T_1 - \mu_2}, \quad \text{Re} = \frac{\rho |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| d_p}{\mu}, \quad M_{12} = \frac{|\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|}{c},$$

где λ — теплопроводность газа; Nu, Pr — числа Нуссельта и Прандтля; Re, M_{12} — относительные числа Рейнольдса и Маха; μ — динамическая вязкость газа, μ_1, μ_2 — эмпирические коэффициенты; C_p — теплоемкость газа при постоянном давлении; ρ_p, d_p, C_s — плотность, диаметр и теплоемкость частиц соответственно; $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$ — векторы скорости газа и частиц. Коэффициент сопротивления C_d зависит от чисел Рейнольдса, Маха и в данной работе определяется по формуле Хендерсона [7]

$$C_d = \begin{cases} C_{d1}, & M_{12} \leq 1, \\ C_{d1}|_{M_{12}=1} + (4/3)(M_{12} - 1)(C_{d2}|_{M_{12}=1,75} - C_{d1}|_{M_{12}=1}), & 1,00 < M_{12} < 1,75, \\ C_{d2}, & M_{12} \geq 1,75, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$C_{d1} = \frac{24}{\text{Re} + S(4,33 + f_1 f_{e1})} + f_{e2}(f_2 + 0,1 M_{12}^2 + 0,2 M_{12}^8) + f_{e3},$$

$$f_1 = \frac{3,65 - 1,53 T_2/T_1}{1 + 0,353 T_2/T_1}, \quad f_{e1} = \exp\left(-\frac{0,247 \text{Re}}{S}\right),$$

$$f_2 = \frac{4,5 + 0,38(0,03 \text{Re} + 0,48\sqrt{\text{Re}})}{1 + 0,03 \text{Re} + 0,48\sqrt{\text{Re}}}, \quad f_{e2} = \exp\left(-\frac{0,5 M_{12}}{\sqrt{\text{Re}}}\right),$$

$$f_{e3} = 0,6\left(1 - \exp\left(-\frac{M_{12}}{\text{Re}}\right)\right)S, \quad C_{d2} = \frac{0,9 + 0,34/M_{12}^2 + 1,86\sqrt{M_{12}/\text{Re}} g_1}{1 + 1,86\sqrt{M_{12}/\text{Re}}},$$

$$g_1 = 2 + \frac{2}{S^2} + \frac{1,058}{S} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - \frac{1}{S^4}, \quad S = M_{12} \sqrt{\frac{\gamma}{2}}.$$

Объемная концентрация частиц определяется по формуле $\alpha = V_p n$, где $V_p = \pi d_p^3/6$ — объем частицы диаметром d_p ; n — концентрация частиц. Отметим, что, поскольку $\rho/\rho_p \ll 1$, в формуле для радиального ускорения частицы a_r (второе уравнение в системе (3)) пренебрегается членом $(\rho/\rho_p)w_2^2/r_2$, малым по сравнению с центробежным ускорением частицы w_2^2/r_2 .

Система уравнений (1) записывалась в дивергентном виде. Для решения этой системы использовалась разностная схема Русанова третьего порядка точности на прямоугольной эйлеровой сетке [8]. При расчете течения газа в сопле осуществлялся переход в новую криволинейную систему координат $\xi = \xi(r, z)$, $\eta = \eta(r, z)$, в которой криволинейная сетка в сопле Лавалья (в координатах z, r) преобразовывалась в прямоугольную сетку [4]. Численный расчет уравнений (1) для газа проводился до момента установления течения в сопле. Найденные параметры газа использовались для расчета траекторий частиц с помощью уравнений (2), (3). Уравнения движения частиц (2) решались в лагранжевых координатах [6]. Частицы помещались в прямоугольные лагранжевы ячейки, так чтобы внутри каждой ячейки находились частицы с одинаковыми параметрами. Лагранжевы ячейки двигались на фоне эйлеровой сетки, при этом число частиц в лагранжевой ячейке оставалось постоянным. Параметры газа в лагранжевой ячейке определялись по формуле

$$\langle \varphi_i \rangle = \sum_j \rho_j V_{ij} \varphi_j / \sum_j \rho_j V_{ij},$$

где величина φ принимает значения u_1, v_1, w_1, ρ, T_1 ; по j -м эйлеровым ячейкам, с которыми i -я лагранжева ячейка имеет общий объем V_{ij} , проводится суммирование; V_{ij} — объем, занимаемый j -й эйлеровой ячейкой в i -й лагранжевой ячейке. Концентрация n и объемная концентрация частиц α в j -й эйлеровой ячейке находились по формулам

$$n_j = \frac{1}{V_j} \sum_i \delta_{ij} N_i, \quad \alpha_j = \frac{1}{V_j} \sum_i \delta_{ij} N_i V_{pi}, \quad \delta_{ij} = \frac{V_{ji}}{V_i},$$

где N_i, V_i — число частиц в лагранжевой ячейке и ее объем; V_j — объем эйлеровой ячейки; V_{pi} — объем частицы.

На рис. 1, *a* показана расчетная область в цилиндрической системе координат (z, r) , которая соответствует условиям эксперимента [3]. Расчетная область состоит из сопла Лавалья и внешней области, ограниченной плоской преградой, расположенной в точке $z = z_w$. В эксперименте закрутка газа осуществлялась путем тангенциального вдува газа через два отверстия, расположенные на боковых стенках в дозвуковой области сопла. Подача

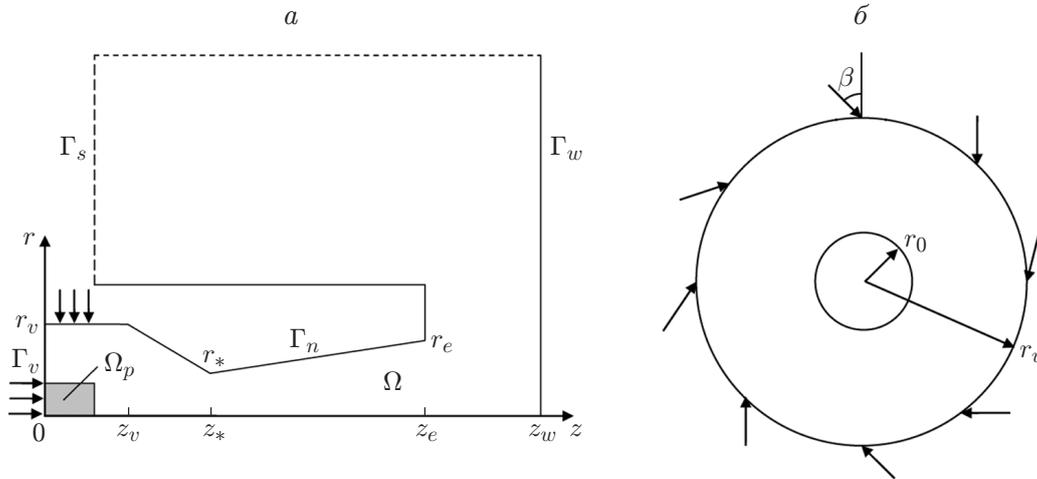


Рис. 1. Схема задачи:

a — расчетная область в цилиндрической системе координат (z, r) ; *б* — поперечное сечение дозвуковой части сопла Лавала, где происходит вдув закрученного потока (показан стрелками)

частиц осуществлялась путем вдува двухфазной смеси газ — частицы через трубку, расположенную в дозвуковой области на оси сопла. В численном расчете вдув и закрутка газа производились через часть боковой поверхности сопла (рис. 1, б). На входе в сопло течение дозвуковое, поэтому на боковой поверхности необходимо задать четыре граничных условия [9–11]. В предположении, что при $r = r_v$ происходит адиабатическое втекание газа в сопло, получаем

$$\frac{p_g}{\rho_g^\gamma} = \frac{p_0}{\rho_0^\gamma}, \quad \frac{1}{2}(v_{g1}^2 + w_{g1}^2) + \frac{c_g^2}{\gamma - 1} = \frac{c_0^2}{\gamma - 1}, \quad \frac{w_{g1}}{v_{g1}} = \operatorname{tg} \beta, \quad u_{g1} = 0. \quad (5)$$

Здесь индексом g отмечены параметры газа на поверхности сопла ($r = r_v, z_1 < z < z_2$), а индексом 0 — параметры заторможенного потока. На торцевой поверхности сопла ($r < r_0$), через которую вдувается двухфазная осевая струя, ставятся граничные условия для газа и частиц

$$\frac{p_g}{\rho_g^\gamma} = \frac{p_0}{\rho_0^\gamma}, \quad \frac{u_{g1}^2}{2} + \frac{c_g^2}{\gamma - 1} = \frac{c_0^2}{\gamma - 1}, \quad w_{g1} = 0, \quad v_{g1} = 0, \quad (6)$$

$$u_2 = u_p, \quad v_2 = 0, \quad w_2 = 0, \quad T_2 = T_p, \quad nu_2 = j_p,$$

где u_p, T_p — скорость и температура частиц; j_p — поток частиц, подаваемый в расчетную область.

Границами области Ω , занятой газом, являются ось симметрии $r = 0$, контур сопла Γ_n и линии $\Gamma_v, \Gamma_w, \Gamma_s$. Для газа на границах Γ_n и Γ_w ставилось условие непротекания, на оси $r = 0$ — условие симметрии, а на границе Γ_s — условие равенства нулю градиентов параметров газа.

Для частиц на оси симметрии $r = 0$ и стенках сопла Γ_n задавалось условие зеркального отражения частиц. Для того чтобы произошло напыление частицы на преграду, необходимо, чтобы нормальная (к преграде) компонента скорости частиц превышала критическую скорость u_{cr} [1]. Поэтому на преграде Γ_w для частиц задавались условие прилипания при $u_2 > u_{cr}$ и условие зеркального отражения при $u_2 < u_{cr}$.

В качестве начальных значений в сопле были выбраны параметры, полученные при решении задачи о квазиодномерном течении газа в сопле [12]. В области между соплом и

стенкой $z > z_e$, $r < r_e$ (см. рис. 1, *a*) в начальный момент задавалась струя с параметрами газа на выходе из сопла. В остальной части области вне сопла задавались нормальные атмосферные условия.

Геометрические размеры сопла и расстояние до преграды совпадали с соответствующими размерами в эксперименте [3]. Сопло имело следующие параметры: входной радиус $r_v = 0,5$ см, длина входной части $z_v = 1,3$ см, координата критического сечения $z_* = 2,3$ см, радиус критического сечения $r_* = 0,2$ см, координата выходного сечения $z_e = 6,3$ см, радиус выходного сечения $r_e = 0,4$ см. Расстояние до преграды равно 2 см, координата преграды $z_w = 8,3$ см. Внешняя граница расчетной области Γ_s была расположена достаточно далеко от сопла ($r_s = 8$ см), что позволяло исключить влияние Γ_s на расчетные параметры струи.

Численные расчеты проводились для типичных условий ХГН, совпадающих с условиями, реализованными в эксперименте [3], при двух значениях температуры $T_{10} = 293$ К (“холодная” струя) и $T_{10} = 693$ К (“горячая” струя) и давлении торможения потока газа на входе в сопло $p_0 = 15 \cdot 10^5$ МПа. В качестве газа рассматривался воздух, для которого константы, входящие в уравнения (1)–(4), принимали следующие значения: $\gamma = 1,4$, $C_p = 992$ Дж/(кг·К), $\text{Pr} = 0,72$, $\mu_1 = 1,458 \cdot 10^{-5}$ г/(см·с), $\mu_2 = 110,4$ К. Втекание газа через боковую поверхность сопла происходило на участке с координатами $z_1 = 0,2$ см, $z_2 = 0,5$ см под углом $\beta = 60^\circ$. Угол наклона β является свободным параметром, определяющим закрутку потока. В расчетах выбирался угол $\beta = 60^\circ$, при котором достигалось наилучшее соответствие между экспериментальным [3] и расчетным распределениями давления газа на преграде. Помимо закрученной струи, втекавшей через боковые стенки сопла, в расчетах учитывалась незакрученная осевая струя газа с частицами, втекавшая в сопло через круглое торцевое отверстие на оси сопла радиусом r_0 . Большая часть результатов, приведенных ниже, получена для радиуса осевой струи $r_0 = 0,05$ см. Кроме того, проводились расчеты для больших значений радиусов отверстия $r_0 = 0,10; 0,15$ см. Следует отметить, что расход газа в незакрученной двухфазной осевой струе был в r_0^2/r_v^2 раз меньше, чем в закрученной струе, втекавшей через боковые стенки сопла ($r_0^2/r_v^2 \ll 1$). Поэтому осевая струя практически не оказывала влияния на осевую скорость газа, но, как отмечено ниже, влияла на зависимость окружной скорости от радиуса.

В расчетах и эксперименте рассматривались частицы меди ($\rho_p = 8,9$ г/см³, $C_s = 380$ Дж/(кг·К) диаметром $d_p = 10, 20, 30$ мкм. В начальный момент в области Ω_p задавалась объемная концентрация частиц $\alpha = 10^{-4}$, их скорость была равна $u_{20} = 200$ м/с. Критическое значение скорости частиц меди $u_{cr} = 400$ м/с было получено в независимых экспериментах [1]. Проведенные расчеты показали, что в случае “горячей” струи при подлете частиц к преграде их скорость достигала критического значения u_{cr} .

Численные расчеты уравнений Эйлера для газа проводились на мелкой равномерной сетке, число ячеек которой равно $N_z \times N_r$ (в сопле — 300×40 , в области между соплом и преградой — 100×800 , над соплом — 200×740). Шаг сетки определялся по формулам $\Delta h_z = L_z/N_z$, $\Delta h_r = L_r/N_r$, где L_z , L_r — характерные размеры сопла и расчетной области. Число ячеек частиц в расчетах равно $N = 10\,000$. В одной трети ячеек диаметр частиц $d_p = 10$ мкм, во второй трети $d_p = 20$ мкм, в третьей $d_p = 30$ мкм.

2. Обсуждение результатов расчетов и сравнение с экспериментальными данными. На рис. 2–5 представлены результаты расчета параметров “холодной” струи для незакрученного и закрученного потоков газа. На рис. 2, *a* показаны линии тока в сопле Лавала для закрученного течения. Скачки тангенциальной скорости на границах струи, втекающей через боковую поверхность, создают интенсивные тороидальные вихри вблизи стенок сопла. Аналогичная картина течения наблюдается для незакрученного течения. На оси сопла видна двухфазная струя, вытекающая из отверстия в его торце. На рис. 2, *b*

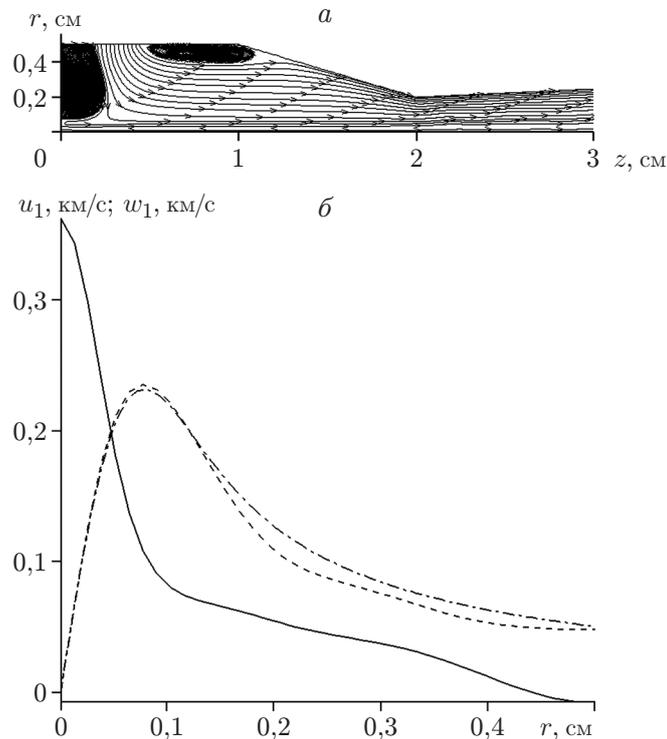


Рис. 2. Течение газа в сопле Лавала:

a — линии тока в сопле Лавала для закрученного течения; *б* — зависимость скорости газа от радиуса в сечении $z = 0,5$ см (сплошная линия — зависимость $u_1(r)$; штриховая — $w_1(r)$; штрихпунктирная — зависимость $w_1(r)$, рассчитанная по формуле (7))

показаны расчетные профили продольной $u_1(r)$ и окружной $w_1(r)$ скоростей в сечении $z = 0,5$ см, соответствующем точке, в которой прекращаются вдув закрученной струи через боковую поверхность (см. рис. 2, *a*). Полученные значения скорости $w_1(r)$ хорошо согласуются со значениями скорости вращения, вычисленными по формуле, определяющей скорость течения в вязком газе, создаваемого вихревой нитью [12] (штрихпунктирная линия), при значениях параметров $w_{10} = 230$ м/с, $r_m = 0,07$ см:

$$w_1 = \frac{g_0}{r} \left(1 - \exp \left(- \left(\frac{r}{r_m} \right)^2 \right) \right) \quad (7)$$

($g_0 = w_{10} r_m / (1 - e^{-1})$).

Значение радиальной координаты максимума окружной скорости r_m близко к значению радиуса двухфазной струи: $r_m \approx r_0$. При $r < r_m$ зависимость окружной компоненты скорости от радиуса описывает твердотельное вращение ($w_1 \approx g_0 r / r_m^2$), а при $r > r_m$ распределение скорости $w(r)$ соответствует вихревой нити ($w_1 \approx g_0 / r$). При $r > r_m$ зависимость $w_1(r)$ следует из теоремы Томсона о сохранении циркуляции $\Gamma = w_1 r$. На рис. 2, *a* видно, что линии тока закрученного течения смещаются к оси сопла, в результате чего окружная скорость $w_1 = \Gamma / r$ увеличивается. При $r < r_0$ закрутка двухфазной струи происходит за счет действия схемной вязкости. Были проведены расчеты, в которых шаг разностной сетки уменьшался в 1,6 и 2 раза. Профиль скорости $w_1(r)$, полученный в этих расчетах, слабо деформирован по сравнению с профилем, представленным на рис. 2, *б*. Соответствие расчетного распределения $w_1(r)$ формуле (7) и его слабая зависимость от шага сетки обусловлены тем, что в случае вязкого течения линейная зависимость w_1 от радиуса вблизи оси является универсальной, а максимум скорости должен достигаться на грани-

це области взаимодействия струй. Расчеты, выполненные при больших радиусах осевой струи $r_0 = 0,10; 0,15$ см, показали, что увеличение радиуса r_0 приводит к уменьшению максимума скорости w_1 и смещению его в сторону бóльших значений радиуса $r_m \approx r_0$. Этот эффект, наряду с изменением угла втекания β , можно использовать для регулирования степени закрутки струи.

На рис. 2,б сплошной линией показан профиль продольной компоненты скорости газа $u_1(r)$ в сечении $z = 0,5$ см, рассчитанный для случая, когда радиус двухфазной струи $r_0 = 0,05$ см. Видно, что вследствие влияния закрутки на оси продольная компонента скорости превышает скорость звука ($M > 1$). Закрутка потока приводит к смещению линии перехода от дозвукового режима течения к сверхзвуковому из критического сечения (для незакрученного потока) в дозвуковую область сопла. В результате в случае закрученного потока вблизи оси сопла течение становится сверхзвуковым. Такое поведение течения обусловлено уменьшением давления в закрученном потоке вблизи оси сопла и ростом числа Маха на входе в сопло [9, 10].

На выходе из сопла струя является перерасширенной, поэтому давление в ней меньше 10^5 Па. В направлении от среза сопла к центру струи распространяются ударные волны, которые отражаются от ее оси. В незакрученной и закрученной струях отражение ударных волн нерегулярное, на оси струи возникает диск Маха. Однако радиус диска Маха в закрученной струе значительно больше, чем в незакрученной струе, что обусловлено дополнительным понижением давления на оси закрученной струи вследствие действия центробежной силы. Струя, натекающая на преграду, имеет сверхзвуковую скорость. При ее взаимодействии с преградой формируется отраженная от преграды ударная волна, которая ограничивает сжатый слой как в незакрученном (рис. 3,а,б), так и в закрученном (рис. 3,в,г) потоке. В незакрученном потоке толщина сжатого слоя имеет размер порядка радиуса выходного сечения сопла r_e . В закрученном потоке толщина сжатого слоя приблизительно в два раза больше, чем в незакрученном. Увеличение толщины сжатого слоя вызвано смещением ударной волны навстречу закрученному потоку на большее расстояние (см. рис. 3,в,г) по сравнению со смещением ударной волны в незакрученном потоке (см. рис. 3,а,б). При увеличении скорости закрутки отраженная ударная волна может заходить в сопло, причем газ за этой волной движется в направлении, противоположном направлению основного потока.

Оценим влияние закрутки на расход газа через сопло Лавала. Расход газа вычисляется по формуле

$$Q = 2\pi \int \rho u_1 r dr,$$

в которой интегрирование осуществляется по радиусу, изменяющемуся на срезе сопла от нуля до значения $r_e = 0,4$ см. В закрученном и незакрученных потоках скорости газа на срезе сопла равны $u_1 \approx 600$ м/с. С использованием расчетных распределений плотности $\rho(r)$ на срезе сопла, приведенных на рис. 4,а, для незакрученного потока получен расход газа $Q_0 = 4,4 \cdot 10^{-2}$ кг/с, для закрученного потока — $Q_1 = 3,6 \cdot 10^{-2}$ кг/с. Следовательно, в случае режима ХГН закрутка потока приводит к уменьшению расхода газа в сопле на величину $Q_1/Q_0 \approx 0,82$.

В расчетах для незакрученного и закрученного потоков газа наблюдаются колебания параметров газа за отраженной от преграды ударной волной с периодом порядка $T_w = (z_w - z_e)/u_1 = 2 \cdot 10^{-2}/600 \approx 3,3 \cdot 10^{-5}$ с. Известны два механизма возникновения пульсаций с дискретной частотой [13]: 1) вследствие потери устойчивости течения на границе струи; 2) за счет большей потери давления в центральной области струи по сравнению с областью вблизи границы струи. В данном случае реализуются оба механизма автоколебаний. На рис. 4,б приведено распределение среднего давления на преграде

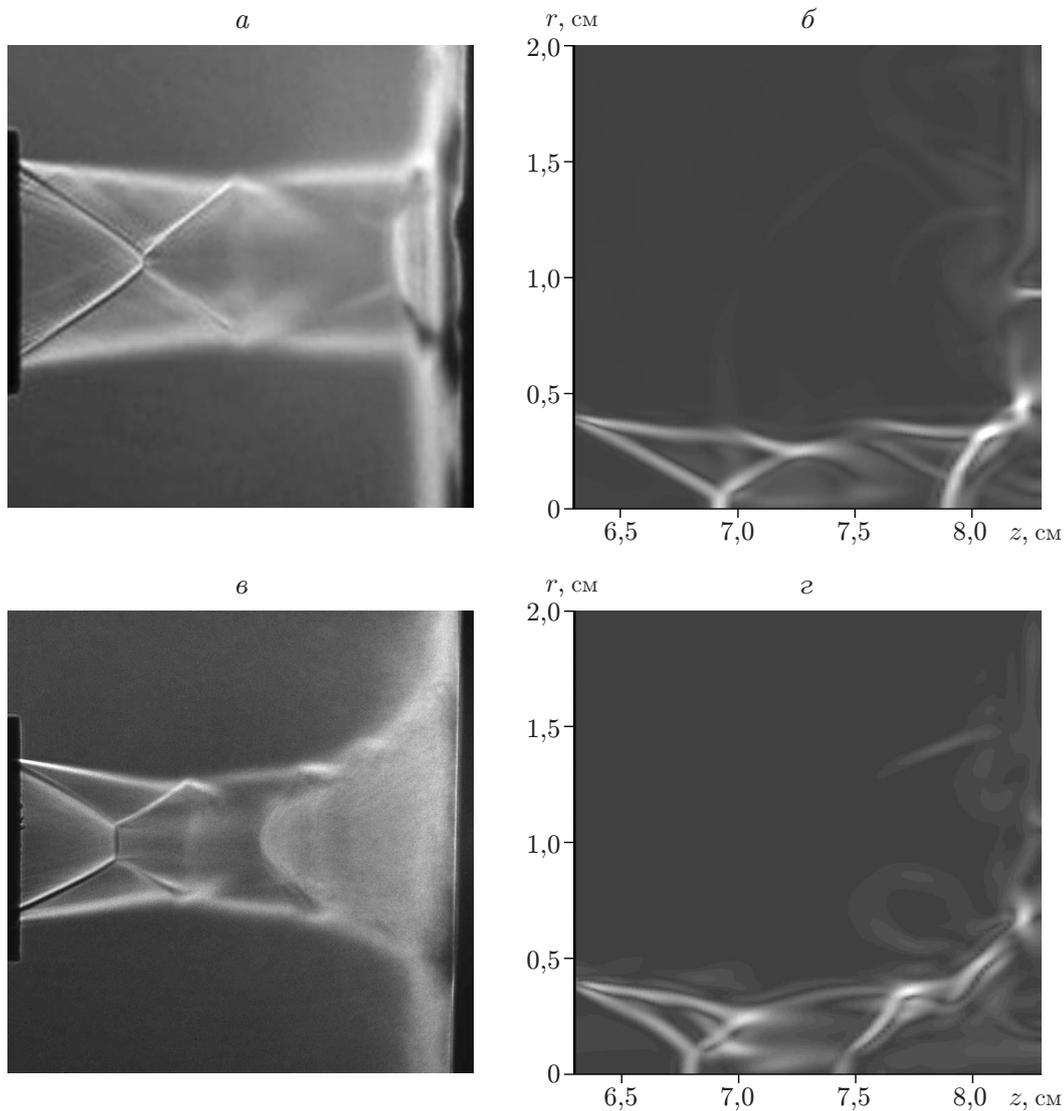


Рис. 3. Течение между соплом и преградой в случае незакрученного ($a, б$) и закрученного ($в, з$) потоков:

$a, в$ — теньевые картины, полученные в эксперименте; $б, з$ — картины течений, полученные в расчете (поле значений $|\nabla\rho|$)

$\langle p \rangle = \langle p \rangle(r)$, рассчитанного и измеренного в эксперименте для незакрученной и закрученной струй. Видно, что, поскольку давление в центре струи меньше, чем на периферии, происходит запираение центральной области струи, приводящее к увеличению давления в центре струи. Этот процесс заканчивается выбросом “лишнего” газа из сжатого слоя на периферию струи, распространяющейся вверх вдоль преграды. Давление в сжатом слое понижается, после чего указанный процесс повторяется [13].

Из результатов численных расчетов следует, что пульсации не оказывают существенного влияния на траектории движения частиц. Поскольку различные частицы попадают из сопла в пульсирующую (между срезом сопла и преградой) струю в разные моменты времени, воздействие пульсаций на частицы осредняется. Для расчета траекторий движения частиц все параметры газа осреднялись по времени в каждой пространственной

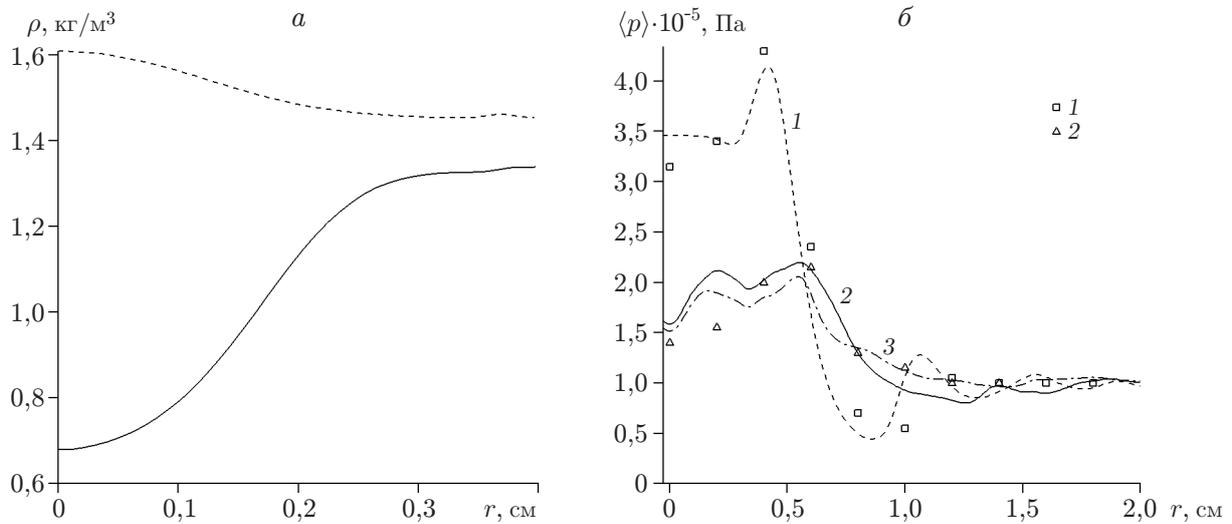


Рис. 4. Распределения плотности и давления газа:

a — зависимость плотности газа от радиуса $\rho(r)$ на срезе сопла (сплошная линия — закрученное течение, штриховая — незакрученное течение); *б* — распределение среднего давления $\langle p \rangle(r)$ на преграде (линии — результаты расчета, точки — экспериментальные данные; 1 — незакрученное течение ($\beta = 0^\circ$), 2 — закрученное течение ($\beta = 60^\circ$), 3 — закрученное течение ($\beta = 65^\circ$))

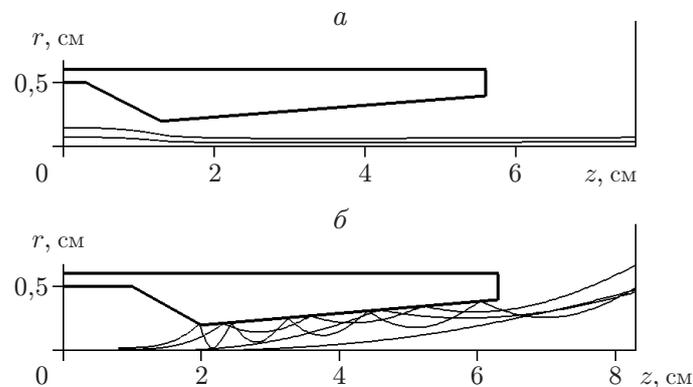


Рис. 5. Траектории частиц:

a — незакрученное течение; *б* — закрученное течение

ячейке (i, j) :

$$\langle f \rangle_{i,j} = \frac{\tau}{T_s} \sum f(t_n)_{i,j}$$

(T_s — время осреднения, которое выбиралось равным пяти периодам колебаний).

На рис. 5 приведены траектории движения частиц, рассчитанные для “горячей” струи в незакрученном и закрученном потоках. Видно, что в незакрученном потоке (см. рис. 5, *a*) частицы движутся вдоль оси струи, в закрученном потоке (см. рис. 5, *б*) частицы приобретают тангенциальную скорость и под действием центробежной силы смещаются к стенкам в сверхзвуковой части сопла. После нескольких столкновений со стенкой из частиц формируется пелена, которая сходится со среза сопла и достигает преграды. Следует отметить, что на рис. 5, *б* показаны траектории движения только тех частиц, которые находятся

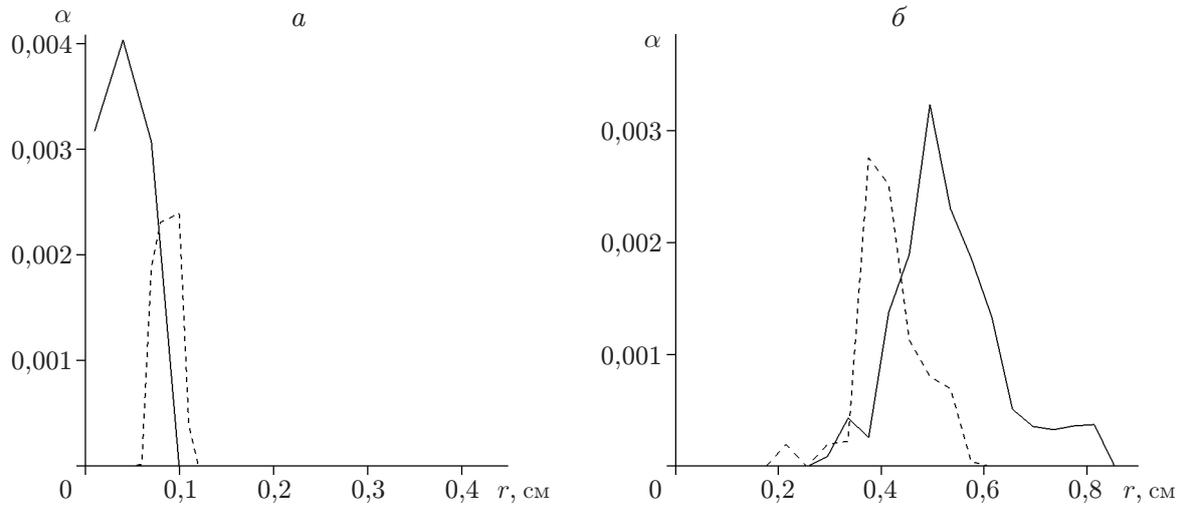


Рис. 6. Распределение объемной концентрации частиц на преграде $\alpha(r)$:
 а — незакрученное течение, б — закрученное течение; сплошные линии — $d_p = 10$ мкм,
 штриховые — $d_p = 20$ мкм

вблизи оси струи ($r < r_0/2$). Частицы, находящиеся в области $r_0/2 \leq r < r_0$, движутся по сложной траектории и не показаны на рис. 5, б. Сначала эти частицы совершают ряд столкновений со стенкой в дозвуковой части сопла и только после этого попадают в пелену в сверхзвуковой части сопла. Существенное влияние на движение этих частиц оказывают столкновения частиц между собой, однако в данной модели они не учитываются. Прилипнуть к преграде будут только те частицы, скорость соударения которых с преградой (осевая компонента скорости частиц на преграде) равна критической скорости или больше нее ($u_2 \geq u_{cr}$), частицы с меньшей скоростью будут отражаться от преграды. Скорость соударения частиц диаметром 30 мкм меньше критической скорости ($u_2 < u_{cr}$), поэтому они отражаются от преграды. Частицы с диаметрами 10 и 20 мкм прилипают к преграде. Расчетные значения скорости соударения частиц в закрученном и незакрученном потоках приблизительно равны и слабо зависят от координаты точки соударения частиц с преградой. Для частиц диаметром 10 мкм средняя скорость соударения с преградой $u_2 \approx 450$ м/с, а температура $T_2 \approx 500$ К, для частиц диаметром 20 мкм $u_2 \approx 410$ м/с, $T_2 \approx 580$ К. Видно, что изменение диаметра частиц оказывает различное влияние на их скорость соударения с преградой и температуру. Увеличение диаметра частиц с 10 до 20 мкм приводит к уменьшению скорости их соударения с преградой и увеличению их температуры.

В незакрученном потоке максимум объемной концентрации частиц α находится вблизи оси (рис. 6, а). В закрученном потоке объемная концентрация частиц вблизи оси равна нулю ($\alpha = 0$), а ее максимум находится на расстоянии $r \approx r_e$ от оси (r_e — радиус выходного сечения сопла) (рис. 6, б). Толщина напыляемого слоя определяется по формуле $h = \alpha u_2 (d_p / V_p) t$. Поскольку скорость частиц u_2 слабо зависит от радиуса, толщина покрытия $h(r)$ пропорциональна $\alpha(r)$, т. е. зависимости толщины покрытия h и объемной концентрации частиц α от радиуса r имеют один и тот же характер.

На рис. 7 показаны покрытия, полученные в эксперименте по напылению медных частиц с использованием незакрученной и закрученной струй [3]. Значения параметров газа на входе в сопло совпадали с приведенными выше значениями параметров для “горячей” струи, а диаметры медных частиц находились в диапазоне от 10 до 50 мкм. В случае напы-

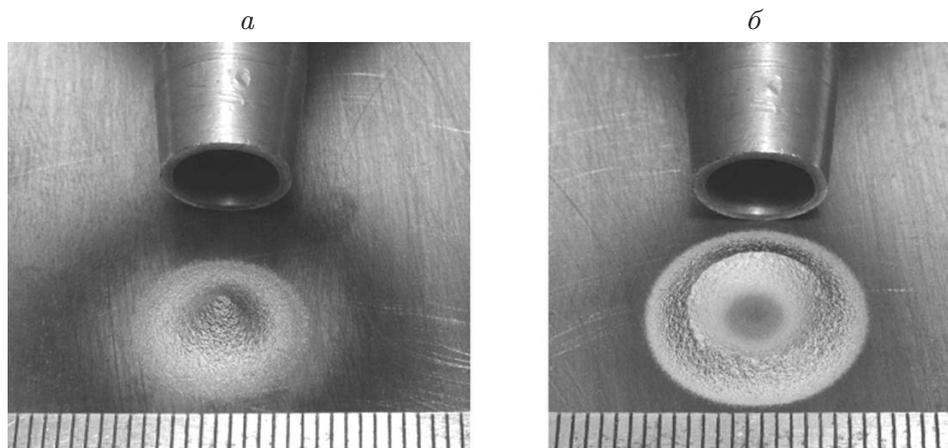


Рис. 7. Результаты эксперимента по напылению частиц меди методом ХГН: *a* — незакрученное течение; *б* — закрученное течение

ления незакрученной струей на преграду наносится покрытие в виде конического холма (см. рис. 7, *a*). При использовании для напыления закрученного потока газа максимум толщины покрытия смещается из центра струи на расстояние $r = 0,5$ см, а пятно напыления принимает форму кратера (см. рис. 7, *б*). Из рис. 6, 7 следует, что формы покрытия, получаемые в численных расчетах и эксперименте, качественно согласуются. В случае незакрученного потока незначительное различие форм покрытия в расчете (см. рис. 6, *a*) и эксперименте (см. рис. 7, *a*) обусловлено двумя факторами. Во-первых, в расчете на входе в сопло (в области Ω_p) задавалось равномерное распределение объемной концентрации частиц. В эксперименте распределение концентрации частиц на входе в сопло соответствует гауссову распределению, при котором концентрация уменьшается с увеличением радиуса. Во-вторых, в математической модели пренебрегалось рассеянием частиц при их соударении с коническим холмом, возникающим на преграде, и столкновениями частиц в потоке.

Заключение. Таким образом, разработана математическая модель и численно решена задача о течении газа и частиц в незакрученной и закрученной струях в условиях, характерных для метода ХГН.

Установлено, что закрутка потока приводит к изменению картины течения газа в сопле и вблизи преграды. Линия перехода от дозвукового режима течения к сверхзвуковому режиму смещается из минимального сечения вверх по потоку (в область повышенного давления). В закрученном потоке давление на оси сопла уменьшается, что приводит к уменьшению давления в сжатой области вблизи преграды и смещению отраженной от преграды ударной волны вверх по потоку. В режиме течения в случае ХГН закрутка потока вызывает уменьшение расхода газа.

Приведенные выше результаты численного моделирования и эксперимента показали, что закрутка потока оказывает существенное влияние на структуру покрытия, получаемого методом ХГН. В отсутствие закрутки потока покрытие имеет форму острого конуса. Наличие закрутки потока обуславливает вращение частиц и смещение их к стенкам сопла под действием центробежной силы. В результате столкновения частиц со стенками сопла формируется пелена частиц, сходящая с его среза. При соударении пелены частиц с преградой формируется покрытие в виде кратера, радиус которого порядка радиуса сопла. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Алхимов А. П.** Холодное газодинамическое напыление: Теория и эксперимент / А. П. Алхимов, С. В. Клинков, В. Ф. Косарев, В. М. Фомин. М.: Физматлит, 2010.
2. **Papugin A.** Cold spray technology / A. Papugin, V. Kosarev, S. Klinkov, et al. Amsterdam: Elsevier, 2007.
3. **Зайковский В. Н., Клинков С. В., Косарев В. Ф. и др.** Управление формой пятна при ХГН. Новосибирск, 2010. (Препр. / СО РАН. Ин-т теорет. и прикл. механики им. С. А. Христиановича; № 1-2010).
4. **Андерсен Д.** Вычислительная гидродинамика и теплообмен: В 2 т. / Д. Андерсен, Дж. Таннехил, Р. Плетчер. М.: Мир, 1990.
5. **Годунов С. К.** Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов и др. М.: Наука, 1976.
6. **Киселев В. П., Киселев С. П., Фомин В. М.** О взаимодействии ударной волны с облаком частиц конечных размеров // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 2. С. 26–37.
7. **Henderson C. V.** Drag coefficients of spheres in continuum and rarefied flows // AIAA J. 1976. V. 14, N 6. P. 707–708.
8. **Русанов В. В.** Разностные схемы третьего порядка точности для сквозного счета разрывных решений // Докл. АН СССР. 1968. Т. 180, № 6. С. 1303–1305.
9. **Славянов Н. Н.** Теоретическое исследование закрученных течений идеального газа в сопле Лавалья // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1973. № 6. С. 35–92.
10. **Пирумов У. Г.** Газовая динамика сопел / У. Г. Пирумов, Г. С. Росляков. М.: Наука, 1990.
11. **Рычков А. Д.** Расчет закрученного течения идеального газа в сопле Лавалья // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1971. № 5. С. 72–76.
12. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987.
13. **Антонов В. А.** Пульсации давления при струйных и отрывных течениях / В. А. Антонов, В. М. Купцов, В. В. Комаров. М.: Машиностроение, 1990.

Поступила в редакцию 25/VII 2011 г.
