



УДК 533.9:621.793.7

ДИНАМИКА ДВИЖЕНИЯ И НАГРЕВА ПОРОШКА ПРИ ДЕТОНАЦИОННОМ НАПЫЛЕНИИ ПОКРЫТИЙ

В. А. УЛЬШИН, д-р техн. наук, **М. Ю. ХАРЛАМОВ**, канд. техн. наук (Восточноукр. нац. ун-т им. В. Даля),
Ю. С. БОРИСОВ, **Е. А. АСТАХОВ**, доктора техн. наук
 (Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Предложена математическая модель, описывающая взаимодействие частицами порошка с продуктами детонации внутри ствола детонационной установки и в пространстве между срезом ствола и напыляемым изделием. Сопоставлены расчетные и экспериментальные результаты. Численно исследованы особенности поведения порошковых частиц при детонационном напылении.

Ключевые слова: детонационное напыление, покрытие, технологические режимы, оптимизация, математическая модель, параметры потока частиц

Скорость и температура напыляемых частиц являются определяющими параметрами в формировании структуры и свойств газотермических покрытий, в том числе детонационных. Экспериментальные исследования взаимодействия частиц порошка с продуктами детонации являются трудоемкими и дорогостоящими. Кроме того, их проведение осложняет некоторые особенности детонационного напыления покрытий (ДНП): высокие скорости газовой и дисперсной фаз; малые размеры частиц используемого порошка; импульсный характер процесса ДНП и пр. Связи с этим актуальным становится создание математических моделей и разработка на их основе программных комплексов для исследований и оптимизации технологических процессов ДНП.

В известных работах по ДНП обычно рассматривается только одномерный разгон дисперсной смеси в стволе детонационной установки (ДУ) [1–4]. Влияние зоны вне ствола на параметры потока освещено в работе [5]. Однако при этом сделан ряд допущений, существенно снижающих точность вычислений: пренебрегается влиянием дисперсной фазы на газ, для начального распределения газового потока в стволе выбирается ав-

томодельное решение для плоской детонационной волны (ДВ) и др.

Для оптимизации технологических режимов ДНП необходимо изучить особенности нагрева и ускорения напыляемых частиц порошка как внутри ствола ДУ, так и в пространстве между ним и напыляемым изделием, в том числе при использовании стволов переменного по длине сечения.

Математическая постановка задачи выглядит следующим образом. Ствол ДУ длиной L , имеющий цилиндрическую форму с внутренним диаметром d , либо ствол с переменным сечением и выходным диаметром d частично или полностью заполнен детонационно-способной смесью газов, имеющих начальное давление p_0 , плотность ρ_0 и температуру T_0 . Внутри ствола в области z_1, z_2 ($0 \leq z_1 \leq z_2 \leq L$) находится газозвесь твердых сферических частиц диаметром d_p . При инициировании у левого закрытого конца ствола формируется ДВ, распространяющаяся по смеси со скоростью D (рис. 1). После достижения ДВ правого открытого конца ствола начинается истечение продуктов детонации (ПД) и дисперсных частиц в окружающее газовое пространство.

При этом сделаны следующие допущения: давление создается только газом, влиянием порошковых частиц пренебрегают; вязкость и теплопроводность фаз учитывается лишь в процессах

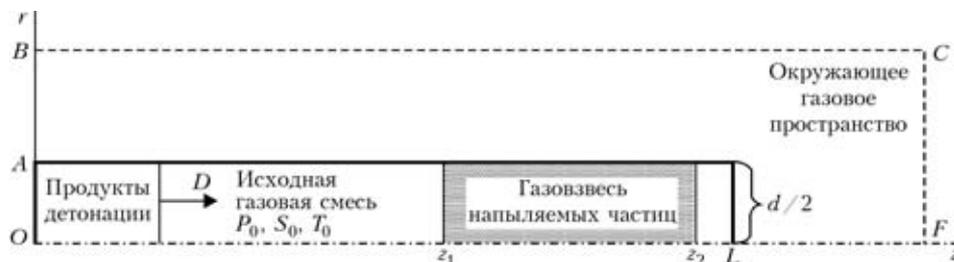


Рис. 1. Схема ствола детонационной установки и расчетной области (см. обозначения в тексте)



межфазного взаимодействия; расстояние, на котором параметры течения значительно меняются, много больше размера частиц и дистанции между ними; частицы сферические монодисперсные и не вступают в химические реакции с ПД; дробление и столкновение частиц отсутствуют; ПД до начала истечения рассматриваются как реагирующая среда, имеющая в каждой точке равновесный химический состав, а после начала истечения — как инертный газ с постоянным показателем адиабаты; влияние частиц на характеристики ДВ не учитывается.

Система уравнений двумерного осесимметричного нестационарного движения газозвеси имеет вид [6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho_i v_i)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho_i v_i^2)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_i v_i u_i)}{\partial z} + \varepsilon_i \frac{\partial p}{\partial r} &= (-1)^i f_r n; \\ \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho_i v_i u_i)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_i u_i^2)}{\partial z} + \varepsilon_i \frac{\partial p}{\partial z} &= (-1)^i f_z n; \\ \frac{\partial(\rho_2 e_2)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho_2 e_2 v_2)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_2 e_2 u_2)}{\partial z} &= qn; \\ \sum_{i=1}^2 \left[\frac{\partial(\rho_i E_i)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho_i v_i E_i)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\varepsilon_i p v_i)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_i u_i E_i)}{\partial z} + \frac{\partial(\varepsilon_i p u_i)}{\partial z} \right] &= 0, \\ \rho_i &= \varepsilon_i \rho_i^0, \quad E_i = e_i + (v_i^2 + u_i^2)/2, \\ n &= 6\varepsilon_2 / (\pi d_p^3), \quad \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 1, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \quad i = 1, 2, \end{aligned} \quad (1)$$

где v_i и u_i — составляющие скорости соответственно в радиальном r и осевом z направлениях; e_i , E_i — соответственно удельные внутренняя и полная энергии i -й фазы; f_z , f_r — составляющие силового взаимодействия со стороны газа на дисперсную частицу в цилиндрических координатах; q — интенсивность притока тепла к поверхности отдельной частицы; n — количество дисперсных частиц в единице объема смеси. Доля объема смеси, занятая i -й фазой, характеризуется ее объемным содержанием ε_i . Каждой точке объема смеси ставится в соответствие средняя плотность фаз ρ_i , характеризующая массу фазы в единице объема, и истинная плотность фаз ρ_i^0 , характеризующая плотность составляющих их веществ. Индексы $i = 1$ принадлежат газовой, а $i = 2$ — дисперсной фазам.

Используется уравнение состояния идеального газа

$$p = \rho_1^0 R T_1 / \mu_1, \quad (2)$$

где R — универсальная газовая постоянная; μ_1 — молекулярная масса ПД; T_1 — температура газовой фазы.

До начала истечения ПД для реагирующего потока газа в стволе ДУ применяются уравнения, полученные для внутренней энергии газа $e_1(T_1, \mu_1)$ и химического равновесия $\mu_1(\rho_1, T_1)$ [7, 8]. После начала истечения ПД для внутренней энергии газа используется уравнение

$$e_1 = \int_{T_0}^{T_i} c_1(T) dT, \quad (3)$$

где $c_1(T)$ — удельная теплоемкость газа при постоянном его объеме; $T_0 = 273,15$ К.

Уравнение для внутренней энергии дисперсной фазы учитывает возможный фазовый переход (плавление частиц):

$$e_2 = \begin{cases} \int_{T_0}^{T_2} c_2(T) dT, & \text{если } T_2 < T_{2\text{пл}}, \\ \int_{T_0}^{T_2} c_2(T) dT + (1 - m/m_2) \Delta h, & \text{если } T_2 = T_{2\text{пл}}, \\ \int_{T_0}^{T_2} c_2(T) dT + \Delta h, & \text{если } T_2 > T_{2\text{пл}}, \end{cases} \quad (4)$$

где $c_2(T)$ — удельная теплоемкость частиц; T_2 — температура дисперсной фазы; $T_{2\text{пл}}$ — температура плавления дисперсной фазы; m/m_2 — относительная доля расплавленного слоя массой m в массе частицы m_2 , $m_2 = (\pi d_p^3 \rho_2^0) / 6$; Δh — удельная теплота плавления.

Система уравнений (1)–(4) замыкается путем задания законов межфазового силового и теплового взаимодействия газовой и дисперсной фаз [9]:

$$\begin{aligned} f_z &= \frac{1}{2} C_d \rho_1^0 \Delta v (u_1 - u_2) \frac{\pi d_p^2}{4}; \\ f_r &= \frac{1}{2} C_d \rho_1^0 \Delta v (v_1 - v_2) \frac{\pi d_p^2}{4}; \\ q &= \pi d_p \lambda_1 \text{Nu} (T_1 - T_2); \\ \Delta v &= \sqrt{(v_1 - v_2)^2 + (u_1 - u_2)^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $C_d(\text{Re}, \text{M})$ — коэффициент сопротивления сферических частиц диаметром d_p ; Re, M — числа соответственно Рейнольдса и Маха; λ_1 — коэффициент теплопроводности газа; Nu — число Нуссельта; Δv — модуль вектора относительной скорости газовой и дисперсной фаз.



Выражения для C_d и Nu задаются в виде следующих зависимостей [9]:

$$C_d = C_d^0 [1 + \exp(-0,427M^{4,63})] \varepsilon_1^{-k} \quad (k = \text{const});$$

$$C_d^0 = \frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt{Re}} + 0,4 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5,$$

$$Re = \frac{\rho_1^0 \Delta d_p}{\eta}, \quad M = \frac{\Delta v}{a_1}, \quad a_1^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_1^0}; \quad (6)$$

$$Nu = 2 \exp(-M) + 0,45 Re^{0,55} Pr^{0,33}, \quad Pr = \gamma \frac{c_1 \eta}{\lambda_1}.$$

Здесь C_d^0 — коэффициент аэродинамического сопротивления одиночной сферической твердой частицы для условий обтекания ее безграничным стационарным потоком несжимаемой жидкости; k — коэффициент, учитывающий стесненность потока; Pr — число Прандтля; a_1 и η — соответственно скорость звука и динамическая вязкость газовой фазы; γ — показатель адиабаты газа.

Граничные условия задаются следующим образом. На оси симметрии и стенках ствола ДУ ставятся условия непротекания газа и дисперсных частиц. До тех пор, пока ДВ не достигла открытого конца ствола, ее параметры находятся по соотношениям для фронта ДВ [10] (правое граничное условие), с условием Чепмена–Жуге $D = u_1 + a_1$. В плавнотсужающихся или расширяющихся стволах ДУ движение ДВ описывается уравнением

$$\frac{dD}{dt} = \left((D - u_1) \frac{\partial \ln \rho_1}{\partial z} - \frac{\partial u_1}{\partial z} - u_1 \frac{d \ln S}{dz} \right) / \frac{d \ln \rho_s}{dD}, \quad (7)$$

где S — площадь поперечного сечения ствола; ρ_s — плотность на фронте ДВ.

После достижения ДВ открытого конца ствола ДУ на открытых границах расчетной области AB и BC (см. рис. 1) ставятся условия свободного протекания фаз, на правой границе CF , согласно [11] — условие непротекания для газовой фазы и свободного проникновения для дисперсной фазы, т. е. достигший преграды порошок напыляется на нее. В зависимости от исследуемой задачи на правой границе CF расчетной области может ставиться также условие свободного протекания фаз, как и на остальных открытых границах.

При изучении динамики поведения одиночных частиц порошка полагается, что $\varepsilon_2 = 0$, а поведение частицы в нестационарном потоке ПД описывается уравнениями:

$$m_2 \left(\frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (ru_2 v_2)}{\partial r} + \frac{\partial (u_2^2)}{\partial z} \right) = f_z;$$

$$m_2 \left(\frac{\partial v_2}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_2^2)}{\partial r} + \frac{\partial (u_2 v_2)}{\partial z} \right) = f_r; \quad (8)$$

$$m_2 \left(\frac{\partial e_2}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (re_2 v_2)}{\partial r} + \frac{\partial (e_2 u_2)}{\partial z} \right) = q.$$

Расчет температурного поля в сферической частице, движущейся в детонационно-газовой струе, осуществляется с использованием нестационарного уравнения теплопроводности

$$\rho_2 c_2(T) \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{1}{r_p^2} \frac{\partial}{\partial r_p} \left(r_p^2 \lambda_2(T) \frac{\partial T_p}{\partial r_p} \right), \quad (9)$$

где $T_p(r_p, t)$ — пространственно-временное распределение температуры; r_p — пространственная координата в симметричной сферической частице; $\lambda_2(T)$ — коэффициент теплопроводности частицы.

Начальные и граничные условия для уравнения (9) задаются в виде

$$T_p(r_p, 0) = T_p^0; \quad \frac{\partial T_p}{\partial r_p} \Big|_{r_p=0} = 0;$$

$$-\left(\lambda_2 \frac{\partial T_p}{\partial r_p} \right) \Big|_{r_p=d_p/2} = \alpha(T_s - T_g), \quad (10)$$

где T_p^0 — начальная температура частицы; T_s — температура поверхности частицы; T_g — температура ПД в точке нахождения частицы; $\alpha = \lambda_2 Nu / d_p^2$ — коэффициент теплоотдачи.

Степень расплавления частицы определяется совместным решением (9) и уравнения

$$\rho_2 \Delta h \frac{df}{dt} = \lambda_2 \frac{\partial T_p}{\partial r_p} \Big|_{r_p=f-0} - \lambda_2 \frac{\partial T_p}{\partial r_p} \Big|_{r_p=f+0}, \quad (11)$$

где f — координата фронта плавления. На границе фазового перехода $T_p(f, t) = T_{2пл}$.

Численное решение задачи динамики двухфазного потока выполнено методом «крупных частиц» [11], задачи расчета температурного поля в напыляемой частице — методом конечных разностей. При проведении вычислений для ствола ДУ переменного по длине сечения использовали неравномерную по Δr расчетную сетку (рис. 2).

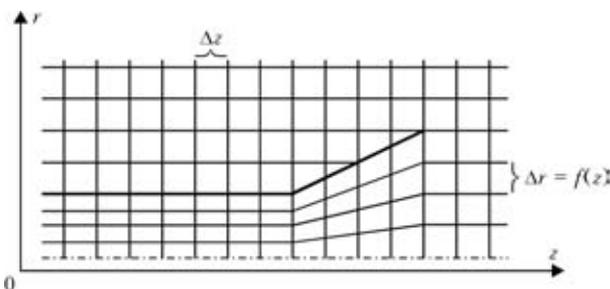


Рис. 2. Расчетная сетка для ствола переменного сечения

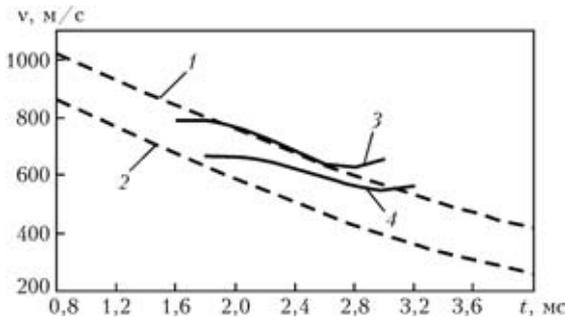


Рис. 3. Зависимость скорости частиц никеля диаметром 20...40 (1, 2) и 30 мкм (3, 4) от времени истечения ПД: 1, 2 — экспериментальные данные; 3, 4 — расчетные; 1, 3 — газовая смесь $C_2H_2 + 3,5\% O_2$; 2, 4 — $C_2H_2 + O_2$; ствол ДУ длиной 1,2 м и диаметром 20 мм; навеска 150 мг; глубина загрузки 600 мм; дистанция напыления 0,2 м

На основе предложенной математической модели разработан программный комплекс для компьютерного моделирования процесса детонационного напыления, который представляет собой набор прикладных программ для расчета параметров ДВ для газовых смесей, используемых при ДНП, а также для моделирования процессов ускорения и нагрева напыляемого порошка.

Экспериментальную проверку разработанной модели поведения двухфазного потока при детонационном напылении проводили на ДУ со стволом длиной 1,2 м и диаметром 20 мм. Для определения скорости частиц использовали фотодатчики [12], для измерения температуры — термометры сопротивлений в виде пластинок из фольги [13, 14]. Рассмотрим некоторые результаты компьютерного моделирования и экспериментального исследования поведения порошковых частиц при детонационном напылении.

На рис. 3 представлены экспериментальные и расчетные кривые изменения скорости частиц никеля от времени истечения ПД из ствола ДУ. При проведении расчетов полагали, что длина исходного порошкового облака в стволе составляла 0,2 м, а глубину загрузки отсчитывали от центра облака газозвеси. Некоторое несоответствие расчетных и экспериментальных данных связано с погрешностями измерений при использовании фотодатчиков. Причиной ошибок, возникающих при определении средней скорости движения частиц порошка, в основном является сложность регистрации свечения двухфазного потока. Кроме того, различия в полученных экспериментальных и расчетных значениях скорости частиц обусловлены такими факторами, как использование в реальных условиях полидисперсных порошков, имеющих несферическую форму (при этом более мелкие частицы фракции, движущиеся с более высокими скоростями, излучают интенсивнее крупных, что также приводит к погрешностям), сложность точной локализации порошкового облака в стволе ДУ, принятые при моделировании допущения о

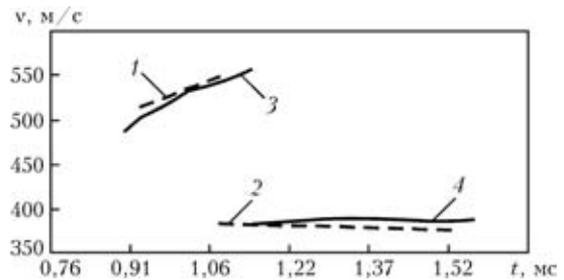


Рис. 4. Результаты экспериментов (1, 2) [16] и моделирования (3, 4), полученные при метании частиц оксида алюминия в трубе с расширяющимся соплом (1, 3) и прямой (2, 4): 1, 3 — ствол ДУ длиной 0,75 м с соплом длиной 0,2 м и углом образующей $2,9^\circ$; 2, 4 — ствол ДУ длиной 0,95 м; газовая смесь $C_2H_2 + 2,5\% O_2$; диаметр частиц 87 мкм; глубина загрузки 300 мм; измерения выполняли на расстоянии 35 мм от среза ствола; время от начала истечения ПД

равномерном распределении частиц в исходном порошковом облаке и др.

Имеется ряд экспериментальных работ [15, 16] и др., в которых динамику ускорения как одиночных частиц, так и порошкового облака, исследовали методами лазерной визуализации. Результаты экспериментов по метанию газозвеси частиц оксида алюминия в цилиндрической прямой трубе и с расширяющимся соплом [16] и соответствующие им расчетные кривые приведены на рис. 4. Из рисунка следует, что использованное в работе [16] сопло ДУ увеличивает скорость частиц Al_2O_3 относительно прямой трубы приблизительно на 30 % в случае использования смеси $C_2H_2 + 2,5\% O_2$.

Данные о температуре напыляемых частиц, полученные при эксперименте и моделировании, приведены на рис 5–8. Наблюдается их хорошее соответствие, максимальное отличие по абсолютной величине составляет не более 15 %. Экспериментально измеренные значения температуры напыляемых частиц в среднем на $200^\circ C$ ниже расчетных. Одной из причин является то, что при этом не учитывались процессы теплообмена между пластинкой с напыленным покрытием и окружающей средой.

Из представленных данных видно, что разработанная модель хорошо описывает поведение порошковых частиц при детонационном напылении. Погрешность в пределах 5 % для скорости частиц (по сравнению с данными, полученными методом лазерной визуализации) и 15 % для температуры частиц можно считать приемлемой для исследования и отработки режимов нагрева и движения частиц порошка в детонационно-газовой струе.

С помощью разработанной математической модели проведено исследование влияния начального радиального расположения частиц порошка в стволе ДУ на их последующее поведение. Моделировали траекторию частиц оксида алюминия, загруженных на глубину 170 мм от среза ствола

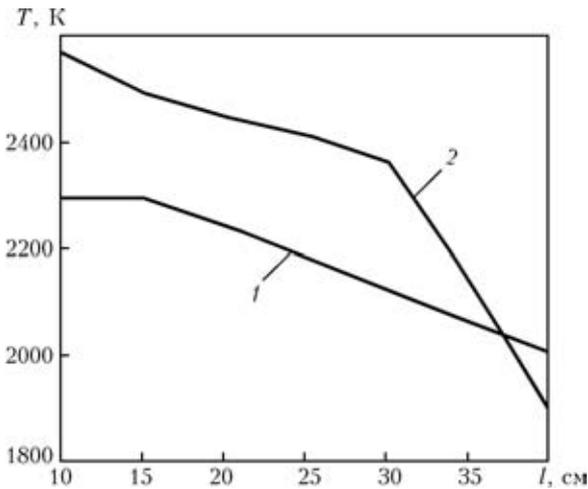


Рис. 5. Зависимость температуры частиц оксида алюминия от дистанции напыления: 1 — экспериментальные данные; 2 — расчетные; ствол ДУ длиной 1,2 м и диаметром 20 мм; газовая смесь $C_2H_2 + 1,5\% O_2$; диаметр частиц 10 мкм; глубина загрузки 250 мм

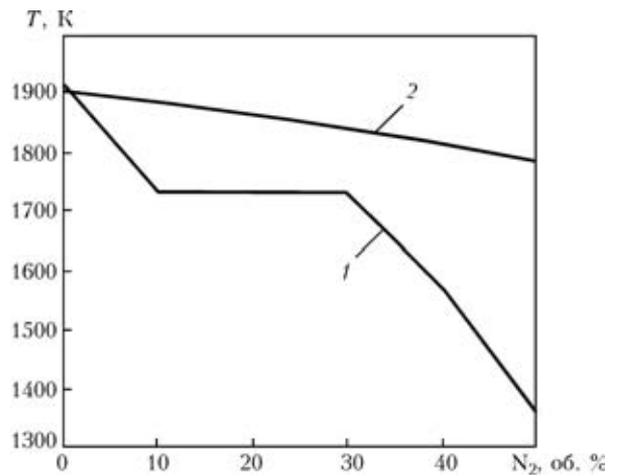


Рис. 8. Зависимость температуры частиц никеля от объемного соотношения азота в смеси $C_2H_2 + O_2 + N_2$: 1, 2 — см. рис. 5; ствол ДУ длиной 1,2 м и диаметром 20 мм; диаметр частиц 30 мкм; глубина загрузки 200 мм; дистанция напыления 120 мм

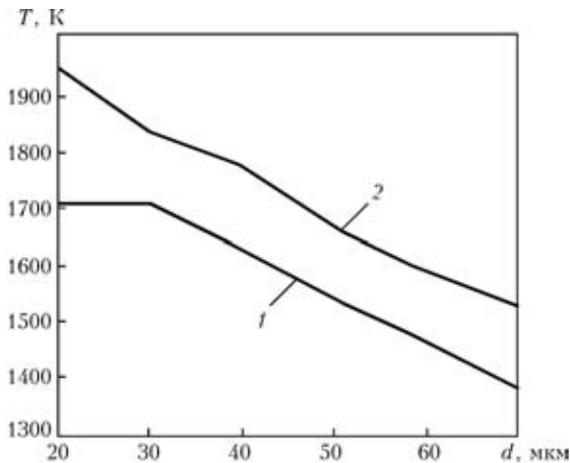


Рис. 6. Зависимость температуры частиц никеля от диаметра частиц: 1, 2 — см. рис. 5; ствол ДУ длиной 1,2 м и диаметром 20 мм; газовая смесь $C_2H_2 + O_2 + 35\% N_2$; глубина загрузки 200 мм; дистанция напыления 120 мм

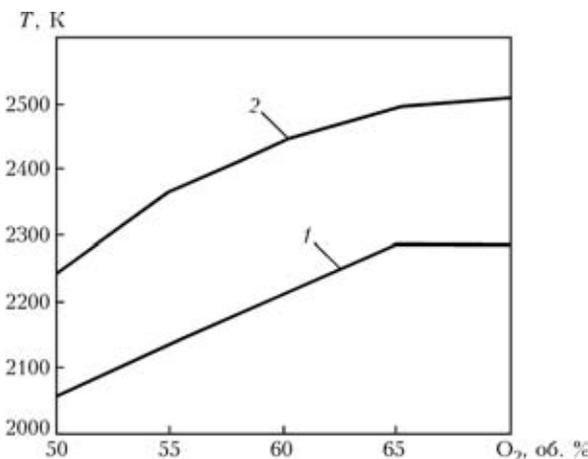


Рис. 7. Зависимость температуры частиц оксида алюминия от объемной доли кислорода в смеси $C_2H_2 + O_2$: 1, 2 — см. рис. 5; ствол ДУ длиной 1,2 м и диаметром 20 мм; диаметр частиц 10 мкм; глубина загрузки 250 мм; дистанция напыления 120 мм

и расположенных у стенки ствола, на его оси и в промежуточном положении между осью и стенкой ствола. Результаты моделирования представлены на рис. 9.

Мелкодисперсный порошок, изначально расположенный у стенки ствола, при вылете в окружающее газовое пространство увлекается расширяющимся потоком газа, приобретая при этом радиальную скорость (рис. 9, а). Угол между осью ствола и траекторией движения составляет приблизительно 3° , что находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными [17], полученными методом сверхскоростной фоторегистрации. Частицы, расположенные на оси ствола, от прямолинейной траектории движения отклоняются незначительно так же, как и крупнодисперсные частицы (рис. 9, б) и частицы с большей плотностью, независимо от их начального радиального положения. Характер движения частиц в стволе прямолинейный.

С помощью нестационарного уравнения теплопроводности при расчетах получены пространственно-временное распределение температуры в напыляемой частице (рис. 10). Немонотонный характер распределения температуры обусловлен изменением скорости ПД в стволе ДУ и уменьшением температуры газа, окружающего порошок. Быстрое падение скорости газового потока за фронтом ДВ приводит к снижению числа Рейнольдса для частицы и соответственно числа Нуссельта, характеризующего теплообмен между частицами и газом (плато температуры на рис. 10). После выхода ДВ на срез и последующего истечения ПД внутрь ствола ДУ распространяется волна разряжения, обуславливающая рост скорости ПД и частиц и приводящая к интенсификации межфазового теплообмена. В дальнейшем по мере понижения температуры ПД в процессе истечения из ствола рост

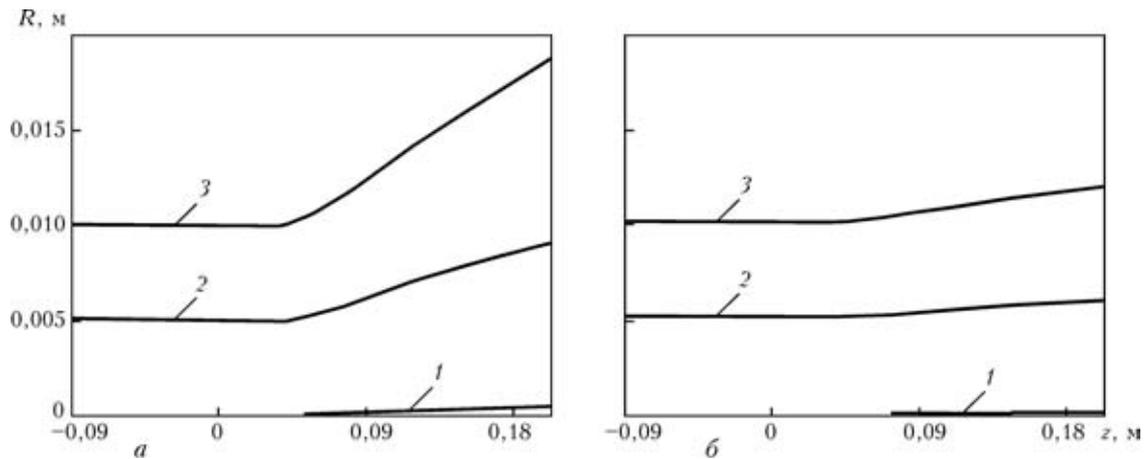


Рис. 9. Зависимость траектории движения частиц диаметром 40 (а) и 85 мкм (б) от их начального радиального R расположения от оси ствола ДУ: 1 — $R = 0$; 2 — 5; 3 — 10 мм; газовая смесь $C_2H_2 + 2,5\% O_2$; ствол ДУ длиной 1,3 м и диаметром 20 мм; глубина загрузки 170 мм дистанция напыления 0,2 м; осевая координата отсчитывается от среза ствола

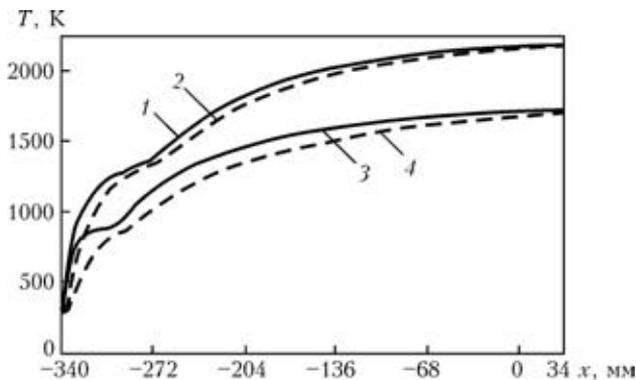


Рис. 10. Профили температуры поверхности (1, 3) и центра (2, 4) частиц оксида алюминия диаметром 50 (1, 2) и 85 мкм (3, 4) вдоль оси детонационно-газовой струи; газовая смесь $C_2H_2 + 1,5\% O_2$; ствол ДУ длиной 1,2 м и диаметром 21 м; глубина загрузки 340 мм; осевая координата отсчитывается от среза ствола

температуры напыляемых частиц становится менее интенсивным.

Выводы

1. Разработанная математическая модель позволяет определять пространственно-временные параметры потока напыляемых частиц как внутри ствола ДУ, так и в пространстве между срезом ствола и напыляемым изделием (в отличие от существующих моделей), в том числе и при использовании стволов переменного сечения. Это дает возможность прогнозировать параметры напыляемых частиц непосредственно перед взаимодействием с напыляемым изделием с учетом влияния дистанции напыления. Погрешность в экспериментальных и расчетных данных не превышает 5 % для скорости и 15 % для температуры частиц, поэтому разработанную модель можно применять при проведении численных исследований и отработке режимов нагрева и движения частиц порошка при детонационном напылении.

2. С уменьшением плотности материала частиц и их диаметра увеличивается степень их радиального отклонения от первоначального положения. Степень радиального смещения частиц в процессе их движения зависит также от первоначального положения относительно оси ствола ДУ. Радиальное смещение частиц порошка, расположенных на оси ствола, незначительно, но существенно возрастает, если частицы расположены вблизи стенок ствола.

3. Разгон и нагрев частиц при детонационном напылении осуществляется в два этапа — за ДВ и в волне разряжения. Уменьшение скорости газового потока за фронтом ДВ приводит практически к прекращению разгона частиц и уменьшению теплового потока между газом и частицами. После выхода ДВ на срез внутри ствола ДУ распространяется волна разряжения, приводящая к увеличению скорости ПД и частиц порошка, а также интенсификации теплообмена.

4. Данная модель распространяется на случай частичного заполнения ствола детонационной смесью, когда оставшуюся часть ствола занимает нереагирующий газ. При этом после выхода ДВ на контактную границу газовая смесь — нереагирующий газ происходит распад ДВ на ударную, движущуюся по нереагирующему газу, и разряжения, движущуюся в обратном направлении по ПД.

5. Модель движения и нагрева частиц порошка может быть использована в экспертных системах и системах поддержки принятия решений при проектировании технологических процессов детонационного напыления покрытий.

1. Гладиллин А. М., Карпиловский Е. И., Корнев А. Д. Расчет параметров двухфазной среды в стволе детонационной установки, используемой для нанесения покрытий // Физика горения и взрыва. — 1978. — № 1. — С. 123–128.
2. Исследование динамики ускорения и нагрева металлических частиц за детонационной волной / В. М. Бойко, В. В. Григорьев, С. А. Ждан и др. // Там же. — 1983. — № 4. — С. 133–136.



3. *Computational code for detonation spraying process* / Т. Р. Gavrilenko, Yu. A. Nikolaev, V. Yu. Ulianitsky et al. // Proc. of the 15th Intern. thermal spray conf., Nice, France, May 25–29, 1998. — Ohio, USA: Materials Park, 1998. — С. 1475–1483.
4. *Долматов А. И., Жеманюк П. Д.* Численное моделирование динамики двухфазного потока в стволе детонационной установки // *Технолог. системы.* — 2001. — № 4. — С. 12–16.
5. *Кантор Л. А., Кантор С. А., Стронгин М. П.* Расчет процесса детонационно-газового нанесения защитных покрытий // *Физика горения и взрыва.* — 1987. — № 4. — С. 131–135.
6. *Нигматулин Р. И.* Основы механики гетерогенных сред. — М.: Наука, 1978. — 336 с.
7. *Ждан С. А., Феденюк В. И.* Параметры равновесного газового потока в стволе детонационной установки // *Физика горения и взрыва.* — 1982. — № 6. — С. 103–107.
8. *Николаев Ю. А.* Модель кинетики химических реакций при высоких температурах // Там же. — 1978. — № 4. — С. 73–76.
9. *Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И.* Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесах. — М.: ВИНТИ, 1981. — Т. 16. — С. 209–287. — (Итоги науки и техники. Сер. МЖГ).
10. *Физика взрыва* / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. — М.: Наука, 1975. — 704 с.
11. *Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука, 1982. — 392 с.
12. *Экспериментальное определение динамических характеристик двухфазного потока при детонационном напылении* / В. С. Клименко, В. Г. Скадин, С. Ю. Шаривкер, Е. А. Астахов // *Физика и химия обраб. материалов.* — 1978. — № 3. — С. 53–57.
13. *Определение температуры неэлектропроводного порошка при детонационном напылении* / В. С. Клименко, В. Г. Скадин, С. Ю. Шаривкер и др. // *Порошк. металлургия.* — 1978. — № 6. — С. 78–81.
14. *Определение температуры электропроводного порошка при детонационном напылении* / В. С. Клименко, В. Г. Скадин, С. Ю. Шаривкер и др. // Там же. — 1978. — № 7. — С. 74–77.
15. *Быстродействующая лазерная визуализация частиц, метаемых детонационной волной* / В. М. Бойко, Т. П. Гавриленко, В. В. Григорьев и др. // *Физика горения и взрыва.* — 1983. — № 3. — С. 126–133.
16. *Григорьев В. В.* Использование сопла при метании частиц потоком продуктов газовой детонации в трубах // Там же. — 1996. — № 5. — С. 21–29.
17. *Зверев А. И., Шаривкер С. Ю., Астахов Е. А.* Детонационное напыление покрытий. — Л.: Судостроение, 1979. — 232 с.

A mathematical model was proposed, describing the interaction of powder particles and detonation products inside a D-gun barrel and in the space between the barrel edge and sprayed part. Design and experimental results are compared. Features of behaviour of powder particles in detonation spraying were studied by numerical methods.

Поступила в редакцию 02.06.2005

ЭЛЕКТРОШЛАКОВАЯ СВАРКА НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЕЙ

Разработана технология ЭШС высоколегированных сталей, в том числе нержавеющей, толщиной от 20 до 450 мм с применением специальных высоколегированных сварочных проволок. В сочетании с флюсом марки АН-45 они обеспечивают стабильность процесса сварки, полный переход легирующих элементов в металл шва, удовлетворительное формирование шва и легкую отделимость шлаковой корки. Технология обеспечивает требуемые свойства и высокое качество сварных соединений.

Назначение и области применения. *Технология предназначена для сварки высоколегированных сталей больших толщин, получения крупнотоннажных заготовок и изделий специального назначения из этих сталей. Применяется в энергетическом, химическом, криогенном и других областях машиностроения, при изготовлении изделий для атомной энергетики. ЭШС применяется при изготовлении имитатора космических условий, изотермических резервуаров в ОАО «Криогенмаш», «Днепродзержинский химмаш», НПО «Атоммаш» и других предприятиях.*

Контакты: 03680, Украина, Киев-150,
ул. Боженко, 11

Институт электросварки
им. Е. О. Патона НАН Украины, отд. № 19
Тел./факс: (38044) 289 90 87, 287 10 88

