

РАСЧЕТ ПРОЦЕССА ДЕТОНАЦИОННО-ГАЗОВОГО НАПЫЛЕНИЯ

Т. П. Гавриленко, Ю. А. Николаев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, nikolaev_@akadem.org

Представлена модель процессов в стволе детонационной установки для напыления порошковых покрытий, учитывающая переменный состав рабочих газов в стволе. Показано, что вариация объема смесителя газов является действенным средством стабилизации параметров частиц и свойств покрытий при использовании порошков широких фракций, а предлагаемая программа — удобным инструментом для прогнозирования свойств покрытий.

Ключевые слова: расчет, детонация, напыление.

Процесс детонационно-газового напыления состоит в том, что в закрытую с одного конца трубу (ствол) через смеситель газов напускают взрывчатую смесь, вводят в ствол порцию порошка, а затем инициируют детонацию (см. рисунок). Истекающий из ствола поток продуктов детонации разгоняет и нагревает частицы порошка. Вылетая из ствола, частицы попадают на мишень (подложку), образуя покрытие. Общее представление о степени развития этой технологии можно найти в обзоре [1].

Во всех газотермических способах напыления формирование покрытий определяется диффузионными процессами, основную роль в которых играют скорость и температура частиц. Детонационное покрытие формируется элементарными актами взаимодействия высокоскоростных расплавленных или частично расплавленных частиц с холодной поверхностью подложки.

Существенное влияние на параметры частиц оказывают размеры ствола, объем смесителя, степень заполнения ствола и место ввода порошка. Смеситель сглаживает границу меж-

ду инертным газом и взрывчатой смесью, что позволяет использовать широкую фракцию порошков.

Экспериментально проверить влияние всех этих факторов практически невозможно. Значительно упрощает анализ рассматриваемая ниже численная модель процесса, которая позволяет рассчитывать прочность адгезии и когезии, учитывает все существенные для напыления факторы, обладает достаточной для практики точностью и требует всего несколько минут для расчета на персональном компьютере одного варианта. С ее помощью легко оптимизировать конкретный технологический процесс.

Математическая постановка задачи подобна приведенной в работе [2] с тем отличием, что в стволе неоднороден состав взрывчатой газовой смеси. В этой связи введены лагранжевы координаты, уточнено описание кинетики химических реакций и calorического уравнения состояния. Точно поставлены граничные условия на открытом конце ствола, которые раньше основывались на эмпирических данных. Кроме того, вычисляется конечный результат напыления — прочность связи покрытия с подложкой [3].

Математическая постановка задачи соответствует конструкции установки «Обь» [4], в которой процесс заполнения ствола газами и порошком является регулируемым и рассчитываемым. Ствол (в общем случае переменного сечения) длиной L (см. рисунок) заполнен взрывчатой смесью переменного состава, начальное распределение концентраций компонентов смеси описывается некоторыми функциями $r_i(x, 0)$. Смесь может содержать углеводороды, водород, кислород, азот и аргон, причем

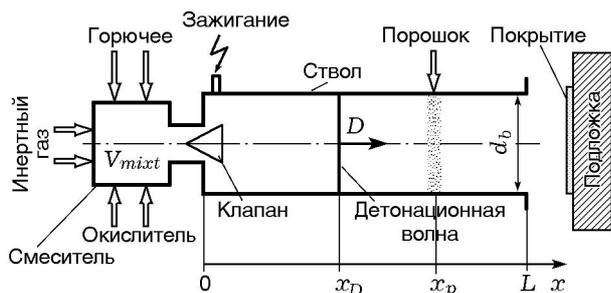


Схема установки для детонационно-газового напыления

количества кислорода в смеси достаточно, чтобы избежать образования сажи в заметных концентрациях. Инициирование детонации производится у закрытого конца ствола.

Для примера представим себе, что ствол постоянного сечения заполнен дискретно газами так, что в каждой секции $j < j_{\max}$ (нумерация от точки инициирования детонации) длиной L_j объемная доля $r_{i,j}$ компонента i газовой смеси постоянна. Если такой же напуск смеси произвести через смеситель объемом V_{mixt} , первоначально заполненный газовой смесью с составом j_{\max} , то начальное распределение состава газа в стволе $r_i(x, 0)$ будет непрерывным и описывается уравнениями

$$\frac{\partial r_i(x, 0)}{\partial x} = \frac{r_i(x, 0) - r_{i,j}}{L_*},$$

$$\xi_{j-1} \leq x < \xi_j, \quad r_i(L, 0) = r_{i,j_{\max}},$$

где $L_* = \frac{V_{mixt}}{\pi d_b^2/4}$ — характерная длина перемешивания, d_b — диаметр ствола, ξ_j — координата правой границы сектора j . После интегрирования получаем

$$r_i(x, 0) = r_{i,j} - \left[r_{i,j} - r_i(\xi_j, 0) \right] \exp \frac{x - \xi_j}{L_*}.$$

В стволе переменного сечения начальное распределение концентраций легко получить в квадратурах, причем если образующая ствола имеет вид кусочно-линейной функции, то квадратуры легко вычисляются.

Газ будем считать совершенным:

$$p/\rho = RT/\mu.$$

Течение газа будем полагать химически квазиравновесным и описывать приближенными, но высокоточными уравнением калорического состояния и уравнением равновесия [5]:

$$I = \left[\frac{1}{\mu_a} + \frac{1.5}{\mu} + B \left(\frac{1}{\mu_a} - \frac{1}{\mu} \right) \frac{\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right] RT + E \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right),$$

$$\frac{\rho(1/\mu - 1/\mu_{\max})^2}{1/\mu_{\min} - 1/\mu} \exp \left(\frac{E}{RT} - 0.5 \ln T - B \ln(1 - e^{-\theta/T}) \right) = A.$$

Здесь μ_a , μ_{\min} и μ_{\max} — молекулярная масса продуктов детонации в атомарном, предельно диссоциированном и предельно рекомбинированном состояниях соответственно, E — средняя энергия диссоциации [5], ρ — плотность, T — температура, R — универсальная газовая постоянная. Константы A , B и θ , определяющие свойства газа, имеют нулевую лагранжеву производную, но конкретное значение для каждой элементарной массы газа. В данном случае они определяются по полному соответствию рассчитанных с применением этих коэффициентов значений энтальпии точным значениям обеих частей энтальпии при давлении 20 атм и температурах 2000 и 4000 К, а также по соответствию приближенного и точного значений молекулярной массы при 4000 К. При использовании лагранжевых координат это избавляет от необходимости пересчета констант на каждом шаге по времени при численном решении задачи. Использование модельных уравнений вместо точных существенно экономит время расчета.

Вид формулы для энтальпии с точностью до постоянного множителя определяет температурную функцию в уравнении химического равновесия, а оба уравнения с точностью до аддитивной составляющей определяют энтропию S и равновесную скорость звука c :

$$S = \frac{1}{\mu} \left[\frac{E}{T} + R \left(0.5 - B \frac{\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right) \right] + \frac{R}{\mu_a} \left[1 + B \frac{\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} + \ln T - B \ln(1 - e^{\theta/T}) \right] + \frac{R}{\mu_{\max}} \left[\frac{\mu_{\max}}{\mu} - 1 - \frac{\mu_{\max}}{\mu_{\min}} \ln \frac{\mu_{\max}(\mu - \mu_{\min})}{\mu \mu_{\min}} + 2 \ln \left(\frac{\mu_{\max}}{\mu} - 1 \right) + \ln \left(\frac{\mu_{\max}}{\mu_{\min}} - 1 \right) \right],$$

$$c^2 = \gamma p / \rho,$$

где

$$\gamma = 1 + \frac{1 + (2\alpha_1 - \alpha_2)\alpha_3}{\alpha_2 + \alpha_3\alpha_1^2},$$

$$\alpha_1 = \frac{E}{RT} + 0.5 - B \frac{\theta/T}{e^{\theta/T} - 1},$$

$$\alpha_2 = \frac{\mu}{\mu_a} + 0.5 + B \left(\frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \left(\frac{\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right)^2 e^{\theta/T},$$

$$\alpha_3 = \frac{(\mu_{\max} - \mu)(\mu - \mu_{\min})}{2\mu\mu_{\max} - \mu_{\min}(\mu + \mu_{\max})}.$$

Вышеприведенные уравнения однозначно определяют все термодинамические параметры газа при заданных значениях S или T , ρ или p и констант. Отметим, что при необходимости можно использовать несколько более сложную, но и более точную модель кинетики [6].

Движение газа определяется уравнениями сохранения массы, импульса и энергии системы, а параметры газа за ударными и детонационными волнами — соотношениями на адиабате Гюгонио и условиями согласования с характером течения за фронтом волны.

По определению скорости газа $u = \frac{dx}{dt}$. Уравнение неразрывности в каналовом приближении имеет вид

$$\frac{d \ln(\rho d_b^2)}{dt} = -\frac{\partial u}{\partial x},$$

уравнение сохранения импульса —

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\lambda}{2d_b} u^2 + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2},$$

уравнение сохранения энергии —

$$\frac{dS}{dt} = -\frac{\lambda}{2d_b} |u| \left[I - I(T_0) + \frac{\text{Pr}^{1/3} u^2}{2} \right] \frac{\text{Pr}^{2/3}}{T}.$$

Здесь ν — кинематическая вязкость. Коэффициент сопротивления λ зависит от параметра ω , определяемого как отношение шероховатости стенки ствола к его диаметру, и от числа Рейнольдса ($\text{Re} = \rho|u|d_b/\eta$). Известные экспериментальные данные были аппроксимированы следующими формулами [7]:

$$\text{Re} \leq 1200: \quad \lambda = 64/\text{Re};$$

$$1200 < \text{Re} \leq \text{Re}_1 = 59.5\omega^{-1.143};$$

$$\lambda = (1.8 \lg \text{Re} - 1.64)^{-2};$$

$$\text{Re}_1 \leq \text{Re} \leq \text{Re}_2 = 217.6 - 382.4/\omega \lg \omega;$$

$$\lambda = (1.538 - 2 \lg \omega)^{-2};$$

$$\text{Re} \geq \text{Re}_2: \quad \lambda = (1.138 - 2 \lg \omega)^{-2}.$$

Динамическая вязкость η пропорциональна $T^{0.7}$, а при комнатной температуре принята равной 10^{-5} кг/(м·с). Более высокая точность

не требуется из-за слабого влияния η на конечные результаты. Число Прандтля оценивается по соотношению $\text{Pr} = 4/(9 - 5\gamma)$.

До выхода детонационной или ударной волны из ствола ($x_D < L$) на правой границе выполняются соотношения на скачке:

$$\rho_D(D - u_D) = \rho_0 D,$$

$$p_D + \rho_D(D - u_D)^2 = p_0 + \rho_0 D^2,$$

$$I_D + (D - u_D)^2/2 = I_0 + D^2/2$$

(индексом D обозначены параметры, относящиеся к фронту детонационной или ударной волны). Сначала определим параметры детонации Чепмена — Жуге: $D = u_D + c_D$. Если

$\lim_{x \rightarrow x_D} \frac{p - p_D}{u_D - u} \leq \rho_D c_D$, то волна является волной Чепмена — Жуге, иначе она будет либо пересжатой, либо ударной: $\lim_{x \rightarrow x_D} \frac{p - p_D}{\rho c(u_D - u)} = 1$ (условие на характеристике C_+).

По определению $\frac{dx_D}{dt} = D$, $u(x_D, t) = u_D$,

$$\frac{d}{dt} \left(\int_0^{x_D} \rho dx \right) = \rho_0 D.$$

Нас интересует только задача внутренней баллистики. Внешняя баллистика зависит от многих факторов, в том числе от формы напыляемой детали и дистанции напыления. В то же время, как показывают наши экспериментальные данные, в широком диапазоне дистанций напыления свойства покрытий практически не меняются. Во всяком случае, влияние внешней баллистики значительно меньше, чем влияние реальной полидисперсности порошка. Истечение газа из ствола может быть сверхзвуковым, звуковым и дозвуковым. При сверхзвуковом и звуковом истечении внутренняя баллистика не зависит от условий за пределами ствола, а на стадии дозвукового истечения ударная волна настолько удалена от ствола, что давление за срезом можно полагать атмосферным.

Для определения граничных условий на срезе ствола ($x = L$) после выхода ударной волны из ствола рассмотрим задачу о распаде произвольного разрыва.

Пусть при $x < L$ газ имеет параметры p , ρ , u , c , а при $x > L$ параметры таковы, что слева от контактного разрыва возникает

волна разрежения. Если $u > c$, то самая левая характеристика выйдет из ствола и параметры на срезе ствола будут равны исходным параметрам внутри ствола: $p_L = p$, $\rho_L = \rho$, $u_L = u$, $c_L = c$, т. е. истечение будет сверхзвуковым. При $u < c$ волна разрежения зайдет в ствол, а истечение может быть как звуковым, так и дозвуковым. При звуковом истечении $u_L = c_L$. На характеристике C_- , «сидящей» на срезе ствола, сохраняется инвариант Римана $u_L + \frac{2}{\gamma-1}c_L = u + \frac{2}{\gamma-1}c$. Отсюда следует

$$u_L = c_L = \frac{\gamma-1}{\gamma+1}u + \frac{2}{\gamma+1}c, \quad p_L = p \left(\frac{c_L}{c} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}},$$

$\rho_L = \rho \left(\frac{p_L}{p} \right)^{1/\gamma}$. Звуковое истечение имеет место только при $p_L \geq p_A$, где p_A — атмосферное давление. При дозвуковом истечении $p_L = p_A$,

$$\rho_L = \rho \left(\frac{p_A}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma}}, \quad c_L = c \left(\frac{p_A}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}},$$

весь веер характеристик находится внутри ствола, а между срезом ствола и ближайшей к нему характеристикой все параметры газа постоянны. Тогда из уравнения сохранения инварианта Римана получаем $u_L = u + \frac{2}{\gamma-1}(c - c_L)$.

В конце истечения, когда $p \approx p_A$, в ствол, возможно, войдет волна сжатия. Поскольку волна слабая и скачок энтропии в ударной волне является величиной третьего порядка малости по сравнению с силой разрыва, а параметры, описывающие свойства газа, непрерывны, то и в этом случае применимы формулы дозвукового истечения.

Краевые условия у закрытого конца трубы имеют вид $u(0, t) = 0$, $\frac{\partial p}{\partial x}(0, t) = 0$.

Движение частиц описывается уравнениями

$$\frac{dx_p}{dt} = u_p, \quad \frac{du_p}{dt} = C_x \frac{3\rho(u - u_p)|u - u_p|}{4d_p\rho_p}$$

(везде далее параметры, относящиеся к частице, обозначены индексом p). Коэффициент сопротивления C_x рассчитывается по данным работы [8]:

$M_p \leq 1$:

$$C_x = k_5 + e^{-M/2\text{Re}_p^{0.5}} (k_2 + 0.1M_p^2 + 0.2M_p^8) + 0.6k_1(1 - e^{-M_p/\text{Re}_p});$$

$M_p \geq 1.75$:

$$C_x = \frac{1}{1 + 1.86M_p^{0.5}\text{Re}_p^{-0.5}} \times \\ \times [0.9 + 0.34M_p^{-2} + 1.86M_p^{0.5}\text{Re}_p^{-0.5} \times \\ \times (2 + 2k_1^{-2} + 1.058k_3^{0.5}k_1^{-1} - k_1^{-4})].$$

Здесь

$$M_p = |u - u_p|/c, \quad \text{Re}_p = \rho|u - u_p|d_p/\eta,$$

$$k_1 = \left(\frac{\gamma}{2} \right)^{0.5} M_p,$$

$$k_2 = \frac{4.5 + 0.38(0.03\text{Re}_p + 0.48\text{Re}_p^{0.5})}{1 + (0.03\text{Re}_p + 0.48\text{Re}_p^{0.5})},$$

$$k_3 = \frac{T_p}{T}, \quad k_4 = \frac{3.65 - 1.53k_3}{1 + 0.353k_3},$$

$$k_5 = 24[\text{Re}_p + (4.33 + k_4k_6e^{-0.247\text{Re}_p/k_1})k_1]^{-1},$$

$$k_6 = \begin{cases} 1 & \text{при } \text{Re}_p \leq 145k_1/0.247, \\ 0 & \text{в остальных случаях.} \end{cases}$$

В интервале $1 < M_p < 1.75$ коэффициент C_x зависит от M_p линейно.

Отнесенный к массе частицы тепловой поток q рассчитывается по формуле

$$q = \frac{6}{\rho_p d_p} \left\{ \frac{\eta \text{Nu}[I(T) - I(T_p) + (u - u_p)^2/2]}{d_p \text{Pr}} - \sigma_{\text{SB}}(T_p^4 - T_0^4) \right\},$$

где σ_{SB} — постоянная Стефана — Больцмана. Число Нуссельта рассчитывается по [9]: $\text{Nu} \approx 2e^{-M_p} + 0.459\text{Re}_p^{0.55}\text{Pr}^{0.33}$.

Частицы могут состоять из одного или двух веществ. В последнем случае предполагается, что одинаковые фрагменты более тугоплавкого вещества с заданным размером вплавлены в более легкоплавкое вещество-связку. Энтальпия частиц является суммой интеграла теплоемкости по температуре и теплоты плавления ингредиентов частицы, умноженных на степень их проплавления. Учитывалось и испарение частиц, приводящее к уменьшению их размера и изменению состава. По

определению $I_p = \beta_{p,1}I_{p,1} + \beta_{p,2}I_{p,2}$, где энтальпии ингредиентов частицы $I_{p,i}$ — функции температуры и фазового состояния.

Теплоемкости ингредиентов частицы в твердом состоянии полагались линейными функциями температуры, а в расплавленном состоянии — постоянными. Тогда, если $T_p \neq T_{v,1}$ или $\beta_{p,1} = 0$ либо если $T_p \neq T_{v,2}$ или $\beta_{p,2} = 0$, то $\frac{dI_p}{dt} = q$, где $T_{v,i}$ — температура кипения i -го ингредиента. Если температура частицы равна температуре плавления одного из ингредиентов $T_{m,i}$, то она не изменяется до полного плавления или застывания данного ингредиента. При этом $\frac{d\chi_i}{dt} = \frac{q}{\beta_{p,i}Q_{m,i}}$, где χ_i — доля жидкой фазы i -го компонента частицы ($0 \leq \chi_i \leq 1$), $Q_{m,i}$ — теплота плавления. Если $T_p = T_{v,i}$ и $\beta_{p,i} > 0$, то

$$\frac{d\beta_{p,i}}{dt} = -\frac{(1 - \beta_{p,i})q}{Q_{v,i}}; \quad \frac{d\beta_{p,j}}{dt} = -\frac{d\beta_{p,i}}{dt}, \quad i \neq j;$$

$$\frac{dd_p}{dt} = -\frac{d_p \rho_p q}{3\rho_{p,i} Q_{v,i}}; \quad \frac{dI_p}{dt} = (I_{p,i} - I_{p,j}) \frac{d\beta_{p,i}}{dt}.$$

Здесь $Q_{v,i}$ — теплота кипения i -го компонента частицы.

Если хотя бы один из ингредиентов частицы полностью расплавлен и гидродинамические силы превышают силы поверхностного натяжения (т. е. $We = d_p \rho (u - u_p)^2 / \sigma_{st} > 2\pi$ [2, 9], где σ_{st} — коэффициент поверхностного натяжения), то частица распадается на несколько одинаковых частей. Здесь предполагается, что распад частицы происходит посредством последовательного деления пополам до тех пор, пока число Вебера We не станет меньше критического. Дробление ограничивается размерами нерасплавленных фрагментов.

Описанная задача внутренней баллистики решалась численно в лагранжевых сетках по явной схеме первого порядка точности с предварительной оценкой давления на верхнем слое из уравнения неразрывности в предположении адиабатичности течения. Далее вычислялись: скорость на верхнем слое — из уравнения сохранения импульса с использованием давления на полуслое, изменение энтропии — из уравнения сохранения энергии, изменение шага сетки — с использованием значения скорости на полуслое. Из условия сохранения массы в лагранжевой ячейке определялась плотность га-

за. Затем по известным плотности и энтропии определялись все остальные параметры газа путем решения соответствующей системы трансцендентных алгебраических уравнений. Такая схема обладает свойством консервативности, т. е. интегральные законы сохранения не нарушаются.

Движение фронта волны определялось решением описанной выше системы алгебраических уравнений, при этом замыкающее систему предельное соотношение заменялось конечно-разностным. Изменения массы и состава газа в прифронтной ячейке рассчитывались из условия сохранения интегральных величин (легко видеть, что выражения, описывающие распределение состава газа перед волной, интегрируются аналитически). По мере укрупнения ячеек они делились пополам, а параметры газа в новых ячейках определялись из условий сохранения массы и энтропии в предположении гладкости решения.

Начальное распределение параметров газа за детонационной волной в районе точки иницирования трудно предсказуемо, но оно и не оказывает существенного влияния на дальнейшее развитие процесса. Из соображений внесения минимума возмущений параметры на фронте волны задавались соответствующими детонации Чепмена — Жуге, а в двух внутренних точках — в предположении автомодельности течения [10], причем одна из точек располагалась в зоне покоя, другая — на участке линейного возрастания скорости.

После выхода волны из ствола по мере истечения газа число расчетных точек сокращалось, а на последних стадиях истечения (во время акустических колебаний) сохранялось.

Устойчивость счета обеспечивалась гарантированным выполнением критерия Куранта $\tau \leq h/2c$, где τ и h — временной и пространственный шаги. Нефизические колебания, связанные с малым количеством точек на ранней стадии процесса и в зонах резкого изменения состава газа, эффективно подавлялись введением стремящейся к нулю при измельчении шага искусственной вязкости: $\nu = hc/4$. Такая вязкость приводит к совершенно несущественному нарушению консервативности схемы, а на графиках скорости проявляется, например, в виде сглаживания излома на правой границе зоны покоя в масштабе двух-трех ячеек.

Обыкновенные дифференциальные уравнения, описывающие движение частиц, инте-

гировались методом Эйлера первого порядка точности. Реальную точность расчета любой величины можно определить вариацией h . Следует отметить, что в некоторых случаях температура частиц при вылете из ствола сильно зависит от их начального положения. Это происходит, например, когда частица к моменту вылета только закончила плавиться и начала интенсивно дробиться. В этом случае расчеты с различающимися пространственными и временными шагами могут дать существенно различающиеся результаты. Это не является недостатком методики расчета, а свидетельствует о том, что близлежащие частицы действительно имеют существенно отличающиеся параметры.

После вылета из ствола частицы находятся в слабо расширяющейся струе продуктов сгорания и, согласно экспериментальным данным, могут изменять свои термодинамические параметры (при расстоянии до мишени порядка 100 мм) в пределах $\pm 10\%$. Для оценки влияния этого изменения задаваемая в расчете длина последней секции ствола увеличивалась на величину дистанции до мишени.

Для оценки адгезии — прочности сцепления покрытия с подложкой — использовалась единственная на сегодняшний день модель [3]. Результаты расчетов по этой модели находятся в хорошем соответствии с данными тщательно выверенных экспериментов [3, 11] и обладают достаточной точностью для практических условий, когда исходные для расчета данные известны лишь приближенно.

Модель [3] основана на концепции диффузионной связи. Предполагается, что для 100 %-й прочности сцепления двух материалов достаточно взаимодиффузии на глубину $3 \div 10$ межатомных расстояний. Средняя прочность адгезии равна произведению прочности наиболее слабого материала и относительной доли поверхности, где подобная связь образовалась. Для определения глубины диффузии решена нестационарная термодиффузионная задача, учитывающая остывание, многофронтную кристаллизацию частицы со сложным составом и шероховатость контактной поверхности. Из-за шероховатости прогрев подложки на выступах и впадинах при ударе нагретой частицы о подложку существенно различается. В модели учтена также сильная зависимость коэффициента диффузии в твердом состоянии материалов от температуры и пластической

деформации.

В модели [3] дифференциальные уравнения проинтегрированы, задача сведена к системе алгебраических уравнений со специальными функциями. Специальным функциям дано приближенное представление в элементарных функциях, алгебраические уравнения решены, и конечный результат представлен в явном виде. Высокая точность результатов рассматривается в интерпретации вариации температуры частиц, а она мала вследствие сильной экспоненциальной зависимости коэффициента диффузии от температуры.

Рассматриваемая здесь задача является обратной по отношению к рассмотренной в [3] и содержит одно легко численно решаемое алгебраическое уравнение. Опишем процедуру вычислений.

Пусть индексу $i = 1$ соответствует более легкоплавкий ингредиент частицы или подложки. Сначала вычислим коэффициенты $a_1 \div a_{10}$:

$$a_1 = \sum_{i=1}^2 \frac{\beta_{p,i} \lambda_{p,i}^{sol}}{\rho_{p,i}} / \sum_{i=1}^2 \beta_{p,i} C_{p,i}^{sol};$$

$$a_2 = \frac{\frac{\beta_{p,1} \lambda_{p,1}^{liq}}{\rho_{p,1}} + \frac{\beta_{p,2} \lambda_{p,2}^{sol}}{\rho_{p,2}}}{\beta_{p,1} C_{p,1}^{liq} + \beta_{p,2} C_{p,2}^{sol}};$$

$$a_3 = \frac{\frac{\beta_{p,1} \lambda_{p,1}^{liq}}{\rho_{p,1}} + \frac{\beta_{p,2} \lambda_{p,2}^{liq}}{\rho_{p,2}}}{\beta_{p,1} C_{p,1}^{liq} + \beta_{p,2} C_{p,2}^{liq}};$$

$$a_4 = \frac{\rho_{sbs}}{\rho_p} \left(\frac{\sum_{i=1}^2 \frac{\beta_{sbs,i} \lambda_{sbs,i}^{sol}}{\rho_{sbs,i}} \sum_{i=1}^2 \beta_{sbs,i} C_{sbs,i}^{sol}}{\sum_{i=1}^2 \frac{\beta_{p,i} \lambda_{p,i}^{sol}}{\rho_{p,i}} \sum_{i=1}^2 \beta_{p,i} C_{p,i}^{sol}} \right)^{0.5};$$

$$a_5 = \frac{\sum_{i=1}^2 \beta_{p,i} C_{p,i}^{sol}}{\sqrt{\pi} \beta_{p,1} Q_{m,1}}; \quad a_6 = \left(\frac{a_1}{a_2} \right)^{0.5};$$

$$a_7 = \sum_{i=1}^2 \beta_{p,i} C_{p,i}^{sol} / \sum_{i=1}^2 \beta_{sbs,i} C_{sbs,i}^{sol};$$

$$a_8 = \frac{\beta_{p,1}C_{p,1}^{liq} + \beta_{p,2}C_{p,2}^{sol}}{\sqrt{\pi}\beta_{p,2}Q_{m,2}}; \quad a_9 = \left(\frac{a_2}{a_3}\right)^{0.5};$$

$$a_{10} = (\beta_{p,1}C_{p,1}^{liq} + \beta_{p,2}C_{p,2}^{sol}) / \sum_{i=1}^2 \beta_{p,i}C_{p,i}^{sol}.$$

Здесь C — теплоемкость, λ — теплопроводность, индексы sol и liq соответствуют твердой и жидкой фазам, индекс sbs — подложке.

Следующие формулы, в которых величины T_i^* , ψ_i , Ψ_i и ζ_i являются промежуточными функциями T_c , определяют величину I_p^* как функцию средней температуры контактной поверхности T_c :

$$T_1^* = T_c + a_4(T_c - T_0^{sbs});$$

$$T_1^* < T_{m,1}: \quad I_p^* = \sum_{i=1}^2 \beta_{p,i}C_{p,i}^{sol}(T_1^* - T_0^{sbs});$$

$$T_1^* \geq T_{m,1}: \quad \psi_1 = a_4^{-1} \frac{T_{m,1} - T_c}{T_c - T_0^{sbs}};$$

$$\zeta_1 = a_5(\psi_1^{-2} - 1)(T_{m,1} - T_c);$$

$$\zeta_1 \leq 1: \quad I_p^* = \sum_{i=1}^2 \beta_{p,i}C_{p,i}^{sol}(T_{m,1} - T_0^{sbs}) + \zeta_1\beta_{p,1}Q_{m,1};$$

$$\zeta_1 > 1: \quad \Psi_1 = \psi_1(1 + (a_6 - 1)\psi_1^2)^{-1};$$

$$T_2^* = T_{m,1} + (1 - \zeta_1^{-1})a_7\Psi_1\psi_1^{-2} \times \\ \times (1 - \psi_1^2)(1 + \Psi_1)^{-1}(T_{m,1} - T_c);$$

$$\beta_{p,2} = 0 \quad \text{или} \quad T_2^* < T_{m,2};$$

$$I_p^* = \sum_{i=1}^2 \beta_{p,i}C_{p,i}^{sol}(T_{m,1} - T_0^{sbs}) + \beta_{p,1}Q_{m,1} + \\ + (\beta_{p,1}C_{p,1}^{liq} + \beta_{p,2}C_{p,2}^{sol})(T_2^* - T_{m,1});$$

$$\beta_{p,2} > 0 \quad \text{и} \quad T_2^* \geq T_{m,2};$$

$$\psi_2 = \Psi_1 + (1 - \zeta_1^{-1})^{-1}a_7^{-1}\psi_1^2\Psi_1^{-1} \times$$

$$\times (1 - \Psi_1^2)(1 - \psi_1^2) \frac{T_{m,2} - T_{m,1}}{T_{m,1} - T_c},$$

$$\zeta_2 = a_8(1 - \psi_2^2)\psi_2^{-1}(\psi_2 - \Psi_1)^{-1}(T_{m,2} - T_{m,1});$$

$$\zeta_2 \leq 1:$$

$$I_p^* = \sum_{i=1}^2 \beta_{p,i}C_{p,i}^{sol}(T_{m,1} - T_0^{sbs}) +$$

$$+ \beta_{p,1}Q_{p,1} + (\beta_{p,1}C_{p,1}^{liq} + \beta_{p,2}C_{p,2}^{sol})(T_{m,2} - T_{m,1}) + \\ + \zeta_2\beta_{p,2}Q_{m,2};$$

$$\zeta_2 > 1: \quad \Psi_2 = a_9\psi_2(1 + (a_9 - 1)\psi_2^2)^{-1},$$

$$T_3^* = T_{m,2} + \frac{(1 - \zeta_2^{-1})a_{10}\Psi_2(1 - \psi_2^2)}{(1 + \Psi_2)\psi_2(\psi_2 - \Psi_1)(T_{m,2} - T_{m,1})},$$

$$I_p^* = \sum_{i=1}^2 \beta_{p,i}(Q_{m,i} + C_{p,i}^{sol}(T_{m,1} - T_0^{sbs})) +$$

$$+ (\beta_{p,1}C_{p,1}^{liq} + \beta_{p,2}C_{p,2}^{sol})(T_{m,2} - T_{m,1}) + \\ + (\beta_{p,1}C_{p,1}^{liq} + \beta_{p,2}C_{p,2}^{liq})(T_3^* - T_{m,2}).$$

При известных энтальпии и скорости частицы перед ударом о подложку, численно решив алгебраическое уравнение $I_p^*(T_c) = I_p + u_p^2/2$, находим T_c .

При известных T_c и угле φ при вершинах шероховатости подложки относительная доля контактной поверхности w_T , на которой за время остывания частицы успевает образоваться диффузионная связь даже при отсутствии деформаций подложки, определяется по формуле

$$w_T = \begin{cases} 0, & K \geq K^*, \\ (K^* - K)/2(K^* - 1), & 1 < K < K^*, \\ 1, & K \leq 1, \end{cases}$$

где $K = (0.9T_{m,1}^{sbs} - T_0^{sbs})/(T_c - T_0^{sbs})$, $K^* = 2 - \varphi/\pi$. Отметим, что w_T терпит разрыв при $K = 1$, что, в свою очередь, подтверждается экспериментальными данными [3].

Относительная площадь контактной поверхности w_d , где диффузионная связь образуется благодаря деформации подложки, может быть вычислена по формуле

Таблица 1
Порошок Al_2O_3 , $V_{mixt} = 5 \text{ см}^3$

| d_p , мкм | T_p , К | u_p , м/с | σ_a , МПа | σ_c , МПа |
|-------------|-----------|-------------|------------------|------------------|
| 20* | 3253 | 585 | 580 | 1553 |
| 30* | 3253 | 555 | 579 | 1520 |
| 40 | 2952 | 514 | 576 | 1391 |
| 50* | 2596 | 493 | 574 | 1242 |
| 60 | 2319 | 443 | 568 | 958 |

Примечания. Здесь и далее σ_a и σ_c — прочности адгезии и когезии соответственно.

Таблица 2
Порошок Al_2O_3 , $V_{mixt} = 15 \text{ см}^3$

| d_p , мкм | T_p , К | u_p , м/с | σ_a , МПа | σ_c , МПа |
|-------------|-----------|-------------|------------------|------------------|
| 20** | 3253 | 569 | 579 | 1535 |
| 30 | 3060 | 547 | 578 | 1459 |
| 40 | 2614 | 509 | 574 | 1269 |
| 50 | 2319 | 473 | 570 | 1048 |
| 60 | 2319 | 437 | 566 | 802 |

Таблица 3
Порошок Al_2O_3 , $V_{mixt} = 30 \text{ см}^3$

| d_p , мкм | T_p , К | u_p , м/с | σ_a , МПа | σ_c , МПа |
|-------------|-----------|-------------|------------------|------------------|
| 20 | 3078 | 572 | 579 | 1491 |
| 30 | 2364 | 538 | 575 | 1206 |
| 40 | 2319 | 497 | 572 | 1003 |
| 50 | 2319 | 460 | 567 | 770 |
| 60 | 2319 | 426 | 561 | 554 |

Таблица 4
Порошок Al_2O_3 , $V_{mixt} = 45 \text{ см}^3$

| d_p , мкм | T_p , К | u_p , м/с | σ_a , МПа | σ_c , МПа |
|-------------|-----------|-------------|------------------|------------------|
| 20 | 2446 | 565 | 577 | 1271 |
| 30 | 2319 | 528 | 571 | 870 |
| 40 | 2319 | 487 | 567 | 711 |
| 50 | 2319 | 450 | 562 | 110 |
| 60 | 2245 | 417 | 0 | 0 |

Таблица 5
Порошок $0.75WC + 0.25Co$, $V_{mixt} = 5 \text{ см}^3$

| d_p , мкм | T_p , К | u_p , м/с | σ_a , МПа | σ_c , МПа |
|-------------|-----------|-------------|------------------|------------------|
| 20 | 2638 | 544 | 500 | 500 |
| 30 | 2336 | 459 | 500 | 500 |
| 40 | 2070 | 400 | 500 | 350 |
| 50* | 1908 | 362 | 487 | 315 |
| 60 | 1767 | 325 | 481 | 266 |

Таблица 6
Порошок $0.75WC + 0.25Co$, $V_{mixt} = 15 \text{ см}^3$

| d_p , мкм | T_p , К | u_p , м/с | σ_a , МПа | σ_c , МПа |
|-------------|-----------|-------------|------------------|------------------|
| 20 | 2257 | 520 | 500 | 500 |
| 30 | 2081 | 440 | 500 | 366 |
| 40 | 1912 | 384 | 488 | 326 |
| 50 | 1767 | 343 | 483 | 283 |
| 60 | 1767 | 310 | 477 | 239 |

Таблица 7
Порошок $0.75WC + 0.25Co$, $V_{mixt} = 30 \text{ см}^3$

| d_p , мкм | T_p , К | u_p , м/с | σ_a , МПа | σ_c , МПа |
|-------------|-----------|-------------|------------------|------------------|
| 20 | 1767 | 513 | 492 | 363 |
| 30 | 1767 | 432 | 488 | 324 |
| 40 | 1767 | 377 | 482 | 279 |
| 50 | 1731 | 336 | 476 | 235 |
| 60 | 1648 | 303 | 0 | 6 |

Таблица 8
Порошок $0.75WC + 0.25Co$, $V_{mixt} = 45 \text{ см}^3$

| d_p , мкм | T_p , К | u_p , м/с | σ_a , МПа | σ_c , МПа |
|-------------|-----------|-------------|------------------|------------------|
| 20 | 1767 | 497 | 489 | 336 |
| 30 | 1753 | 417 | 484 | 292 |
| 40 | 1692 | 363 | 478 | 246 |
| 50 | 1613 | 323 | 0 | 0 |
| 60 | 1536 | 291 | 0 | 0 |

$$w_d = \begin{cases} 0, & T_c < 0.67T_{m,1}^{sbs}, \\ 1 - (1 + \rho_p u_p^2 / 2\sigma_Y)^{-0.5}, & T_c \geq 0.67T_{m,1}^{sbs}, \end{cases}$$

где σ_Y — предел текучести подложки.

Полная относительная площадь контактной поверхности w , где образуется диффузионная связь частицы с подложкой, равна максимальной из величин w_T и w_d . Тогда прочность адгезии $\sigma_a = w\sigma_{ult}$, где σ_{ult} — прочность слабейшего из материалов частицы и подложки.

Прочность когезии σ_c определяется аналогично при замене материала подложки на материал частицы. Учитывая, что при пескоструйной обработке поверхности шероховатость острее шероховатости покрытия, при расчете адгезии принято $\varphi = \pi/2$, а когезии — $\varphi = 2\pi/3$.

В табл. 1–8 приведены результаты расчетов для двух типов порошков различных фракций при различных объемах смесителя. Размеры частиц, обозначенные звездочкой, соответствуют условиям дробления в потоке продуктов детонации, обозначенные двумя звездочками — частичному испарению. И то и другое вредно, так как ведет к дестабилизации процесса напыления.

Из таблиц видно, что для порошков Al_2O_3 и $0.75WC + 0.25Co$ увеличение объема смесителя ведет к сглаживанию зависимости температуры вылетающих из ствола частиц от их размеров. Этого не скажешь о прочности покрытия. Последнее связано с тем, что расчеты велись при постоянных размерах ствола, а при увеличении объема смесителя целесообразно увеличивать длину ствола. Приведенные в таблицах данные не являются результатом оптимизации размеров ствола и режимов напыления, а призваны лишь проиллюстрировать важность учета непостоянства состава взрывчатой смеси вдоль ствола.

Таким образом, показано, что вариация объема смесителя является действенным средством стабилизации параметров частиц и свойств покрытий при использовании порошков широких фракций, а предлагаемая программа — удобным инструментом для прогнозирования свойств покрытий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николаев Ю. А., Васильев А. А., Ульяницкий В. Ю. Газовая детонация и ее применение в технике и технологиях (обзор) // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 4. С. 22–54.
2. Gavrilenko T. P., Grigoriev V. V., Zhdan S. A., et al. Acceleration of solid particles by gaseous detonation products // Combust. Flame. 1986. V. 66. P. 121–128.
3. Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Прохоров Е. С., Ульяницкий В. Ю. О механизмах образования покрытий при газотермическом напылении // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 2. С. 110–123.
4. Gavrilenko T. P., Nikolaev Yu. A., Ulianitsky V. Yu. Production of composite materials by detonation of coating using the ADU-«Ob» // X Intern. Conf. «High Energy Rate Fabrication». Ljubljana, Yugoslavia, 1989.
5. Николаев Ю. А., Зак Д. В. Согласование моделей химических реакций в газах со вторым началом термодинамики // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 4. С. 87–90.
6. Николаев Ю. А. Приближенное моделирование, модель кинетики и калорическое уравнение состояния химически реагирующих газовых смесей при высоких температурах // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 1. С. 6–15.
7. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Госэнергоиздат, 1960. С. 464.
8. Henderson S. B. Drag coefficients of spheres in continuum and rarefield flows // AIAA Journal. 1976. V. 14. P. 707–708.
9. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесах // Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ, 1981. Т. 16. С. 209–287.
10. Гриб А. А., 1941 — цит. по: К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит-ры, 1955. С. 364.
11. Grigoriev V. V., Prokhorov Ye. S. Velocity and temperature of particles accelerated by gas detonation // Proc. X Intern. Conf. «High Energy Rate Fabrication». Ljubljana, Yugoslavia, 1989. P. 867–871.

Поступила в редакцию 7/XI 2006 г.