

УДК 621. 791.621: 621. 793.75

А. В. Шевченко, канд. техн. наук, доц., **М. Г. Петров**, аспирант, **А. В. Чугункин**, инженер, **А. Т. Цыркин**, канд. техн. наук, доц., **А. Н. Михайлов**, д-р техн. наук, проф. Донецкий национальный технический университет, ДонНТУ
Тел.: +38 (062) 3050104; E-mail: tm@fimm.donntu.org

ВЫБОР ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ ДЕТОНАЦИОННОГО НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ

В статье приводятся расчеты выбора технологических режимов детонационного нанесения покрытий, учитывающие температурное и скоростное взаимодействие частиц порошка с продуктами детонации. Показан характер влияния на температуру и скорость частиц глубины загрузки порошка, а также энергетических параметров и теплофизических свойств продуктов детонации.

Ключевые слова: детонационное напыление, глубина загрузки, ускорение, нагрев, фронт плавления.

A. V. Shevchenko, M. G. Petrov, A. V. Chugunkin, A. T. Tsirkin, A. N. Mikhaylov

SELECTION OF TECHNOLOGICAL MODES OF DETONATION COATING

The paper gives calculations of selection of technological modes of detonation coatings taking into account temperature and speed interaction of powder particles with the detonation products. The pattern of influence made on the temperature and the speed of the particles of the powder loading depth and energy parameters and thermal characteristics of the detonation products are shown.

Key words: detonation spraying, loading depth, acceleration, heat, melting front.

Выбор режимов детонационного нанесения покрытий заключается в комплексном согласовании технологических параметров процесса напыления порошка и конструктивных параметров детонационной установки, основными из которых являются:

- величина единичной дозы порошкового материала;
- глубина загрузки порошкового материала;
- состав взрывчатой смеси и ее термодинамических параметров;
- длина ствола детонационной пушки и ее конструктивное исполнение;
- дистанция нанесения покрытия;
- скорострельность детонационной установки;
- коэффициент перекрытия единичных пятен.

Данная задача может решаться как в результате исследования образцов, полученных при различных технологических режимах напыления порошка, так и на основе расчетов, учитывающих исходные характеристики процесса нанесения покрытия. Использование математического аппарата при выборе технологических режимов нанесения детонационных покрытий существенно снижает временные и финансовые затраты, связанные с опытно-экспериментальной разработкой технологического процесса нанесения покрытий.

Целью данной работы является решение задачи температурного и скоростного взаимодействия частиц порошка с продуктами детонации при детонационном нанесении покрытий.

Задачу о температурном и скоростном взаимодействии частиц порошка с продуктами детонации при детонационном нанесении покрытий можно представить в виде следующей системы дифференциальных уравнений [1, 2]:

$$\frac{\partial(\rho_p c_p T_p)}{\partial \tau} = \frac{1}{r_p^2} \frac{\partial}{\partial r_p} \left(\lambda_p r_p^2 \frac{\partial T_p}{\partial r_p} \right); \quad (1)$$

$$v_p \frac{dv_p}{dx} = \varphi_I (v_g - v_p); \quad (2)$$

$$\rho_p L_{pm} \frac{d\varepsilon}{d\tau} = \left[\lambda_p^{(2)} \frac{\partial T_p^{(2)}}{\partial r} \right] - \left[\lambda_p^{(1)} \frac{\partial T_p^{(1)}}{\partial r} \right]; \quad (3)$$

$$T_p^{(1)}(\varepsilon) = T_p^{(2)}(\varepsilon) = T_{pm}; \quad (4)$$

$$\lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial r_p} = \alpha (T_g - T_p) + Q_{rad}, \quad (5)$$

где ρ_p, c_p, λ_p – соответственно плотность, теплоемкость и теплопроводность напыляемого материала;

T_p – температура материала частицы в момент времени τ на удалении r_p от ее геометрического центра; $r_p = 0 \dots R$ (R – радиус частицы);

$\frac{\partial T_p}{\partial r_p}$ – производная, задающая распределение температуры в частицы в момент

времени τ вдоль радиус-вектора r_p ;

v_p – скорость частицы на расстоянии x от места ее ввода в ствол детонационной пушки;

φ_I – коэффициент скоростного взаимодействия, определяющий величину ускорения частицы;

v_g – скорость продуктов детонации на расстоянии x от места ввода частицы в ствол детонационной пушки;

L_{pm} – скрытая теплота плавления напыляемого материала;

ε – координата фронта плавления, который движется от наружной поверхности частицы ($\varepsilon = R$) к ее геометрическому центру ($\varepsilon = 0$); $0 \leq \varepsilon \leq R$; индексы “2” и “1” в уравнении (3) относятся соответственно к параметрам жидкого и твердого состояний материала частицы;

T_{pm} – температура плавления материала частицы;

α – коэффициент конвективного теплообмена между частицей и продуктами детонации;

T_g – температура продуктов детонации на расстоянии x от места ввода частицы в ствол детонационной пушки;

Q_{rad} – радиационная составляющая теплового потока к поверхности частицы.

При записи системы уравнений (1) – (5) приняты следующие допущения [1, 2]:

а) рассматривается движение и нагрев одиночной частицы (данное допущение справедливо, если коэффициент двухфазности газопорошкового потока не превышает 4);

б) частица в твердом состоянии имеет сферическую форму, а температурное поле в ней сферически-симметрично;

в) при плавлении частицы ее геометрическая форма под напором продуктов детонации не искажается, поэтому температурное поле в частице остается сферически-симметричным как в твердом, так и в жидком состоянии;

г) фронт плавления в частице сферически-симметричен.

Уравнения (1) – (5) описывают следующие физические процессы, протекающие в частице при ее движении в стволе детонационной пушки:

– уравнение (1) описывает нестационарный процесс распространения теплоты внутри частицы; решение данного уравнения позволяет найти распределение температуры по сечению частицы $T_p(r_p)$ в любой момент времени τ , пока частица находится в стволе детонационной пушки;

– уравнение (2) описывает процесс ускорения частицы продуктами детонации;

– уравнение (3) описывает процесс плавления частицы (процесс распространения фронта плавления в частице);

– уравнение (4) задает равенство температур на границе раздела между твердой и жидкой фазами в частице;

– уравнение (5) описывает процесс передачи теплоты от продуктов детонации к внешней сферической поверхности частицы.

Использование системы уравнений (1) – (5) для расчета температуры и скорости частиц порошков при детонационном напылении имеет следующие особенности [3-5]:

1. Максимальная температура продуктов детонации обычно не превышает 4000-4500 °С. При таких температурах продуктов детонации радиационной составляющей теплового потока к поверхности частицы в уравнении (5) можно пренебречь: $Q_{rad} = 0$. Основным механизмом передачи тепла от продуктов детонации к частице является конвекция.

2. Ускорение и нагрев частицы происходят, главным образом, в стволе детонационной пушки. После выхода частицы из ствола она может сохранять еще некоторое время высокую скорость и температуру. Однако последующие нагрев и ускорение частицы за пределами ствола маловероятны.

3. Стационарное распределение температуры и скорости продуктов детонации по длине ствола детонационной пушки сохраняется в течение очень короткого времени (не более 10^{-3} с). За это время частица должна успеть нагреться до необходимой температуры и приобрести максимально возможную скорость.

4. Распределения температуры и скорости продуктов детонации по длине ствола детонационной пушки взаимосвязаны с глубиной загрузки порошка. Корректное их задание невозможно без привлечения экспериментальных данных.

Систему уравнений (1) – (5) с принятыми при ее записи допущениями можно решить в два этапа. Вначале следует решить отдельно от других уравнений системы уравнение (2) и найти закон изменения скорости частицы от места ее ввода в ствол до открытого среза ствола (принимая, что основное ускорение частицы происходит именно в стволе). Решив уравнение (2), можно решить систему уравнений (1), (3), (4), (5) и найти закон изменения температуры частицы при ее движении от места ввода в ствол до открытого среза ствола.

Рассмотрим методику решения дифференциального уравнения движения частицы (2). Коэффициент скоростного взаимодействия (φ_1), входящий в данное уравнение, определяется из выражения [1, 2]:

$$\varphi_1 = \frac{3C_d \rho_g}{4\rho_p d_p} |v_g - v_p|, \quad (6)$$

где C_d – коэффициент аэродинамического сопротивления частицы;

ρ_g – плотность продуктов детонации;

d_p – диаметр частицы.

С учетом (6) уравнение (2) приобретает вид:

$$v_p \frac{dv_p}{dx} = \frac{3C_d \rho_g}{4\rho_p d_p} |v_g - v_p| (v_g - v_p), \quad (7)$$

откуда:

$$dv_p = \frac{3C_d \rho_g}{4\rho_p d_p v_p} |v_g - v_p| (v_g - v_p) dx. \quad (8)$$

Коэффициент аэродинамического сопротивления частиц C_d определяется в соответствии с системой критериальных зависимостей [6, 7]:

$$C_d = 24/Re, \text{ если } Re < 0,2; \quad (9)$$

$$C_d = \frac{24}{Re} + \frac{3,6}{Re^{0,317}}, \text{ если } 0,2 \leq Re < 4; \quad (10)$$

$$C_d = \frac{24}{Re} + \frac{4}{Re^{0,333}}, \text{ если } 4 \leq Re < 400, \quad (11)$$

где Re – критерий Рейнолдса.

Критерий Рейнолдса определяется из выражения [6]:

$$Re = \rho_g |v_g - v_p| d_p / \mu_g, \quad (12)$$

где μ_g – динамическая вязкость продуктов детонации.

Подставляя вначале выражение (12) в выражения (9) – (11), а затем выражения (9) – (11) в уравнение (8), получим три дифференциальных уравнения движения частицы, каждое из которых справедливо для определенного диапазона значений критерия Рейнолдса:

$$dv_p = \frac{18\mu_g (v_g - v_p) dx}{\rho_p (d_p)^2 v_p}, \text{ если } Re < 0,2; \quad (13)$$

$$dv_p = \frac{18\mu_g(v_g - v_p)dx}{\rho_p(d_p)^2 v_p} + \frac{2,7\rho_g(v_g - v_p)|v_g - v_p|dx}{\rho_p d_p v_p \left(\frac{\rho_g|v_g - v_p|d_p}{\mu_g}\right)^{0,317}}, \text{ если } 0,2 \leq Re < 4; \quad (14)$$

$$dv_p = \frac{18\mu_g(v_g - v_p)dx}{\rho_p(d_p)^2 v_p} + \frac{3\rho_g(v_g - v_p)|v_g - v_p|dx}{\rho_p d_p v_p \left(\frac{\rho_g|v_g - v_p|d_p}{\mu_g}\right)^{0,333}}, \text{ если } 4 \leq Re < 400. \quad (15)$$

После замены в уравнениях (13) – (15) дифференциалов dv_p и dx бесконечно малыми приращениями скорости (Δv_p) и перемещения (Δx) частиц получим:

$$\Delta v_p = \frac{18\mu_g(v_g - v_p)\Delta x}{\rho_p(d_p)^2 v_p}, \text{ если } Re < 0,2; \quad (16)$$

$$\Delta v_p = \frac{18\mu_g(v_g - v_p)\Delta x}{\rho_p(d_p)^2 v_p} + \frac{2,7\rho_g(v_g - v_p)|v_g - v_p|\Delta x}{\rho_p d_p v_p \left(\frac{\rho_g|v_g - v_p|d_p}{\mu_g}\right)^{0,317}}, \text{ если } 0,2 \leq Re < 4; \quad (17)$$

$$\Delta v_p = \frac{18\mu_g(v_g - v_p)\Delta x}{\rho_p(d_p)^2 v_p} + \frac{3\rho_g(v_g - v_p)|v_g - v_p|\Delta x}{\rho_p d_p v_p \left(\frac{\rho_g|v_g - v_p|d_p}{\mu_g}\right)^{0,333}}, \text{ если } 4 \leq Re < 400. \quad (18)$$

В классической конечно-разностной форме Эйлера уравнения (16) – (18) записываются в следующем виде:

$$i = 1...n; x_0 = 0; x_i = x_{i-1} + \Delta x; \mu_{g0} = \mu_{g1}; \rho_{g0} = \rho_{g1}; v_{g0} = v_{g1}; T_{g0} = T_{g1}; \quad (19)$$

$$v_{pi} = v_{p(i-1)} + \frac{18\mu_{g(i-1)}(v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)})\Delta x}{\rho_p(d_p)^2 v_{p(i-1)}},$$

если $Re_{i-1} < 0,2;$ (20)

$$v_{pi} = v_{p(i-1)} + \frac{18\mu_{g(i-1)}(v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)})\Delta x}{\rho_p(d_p)^2 v_{p(i-1)}} + \frac{2,7\rho_{g(i-1)}|v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)}|(v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)})\Delta x}{\rho_p d_p v_{p(i-1)} \left(\frac{\rho_{g(i-1)}|v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)}|d_p}{\mu_{g(i-1)}}\right)^{0,317}},$$

если $0,2 \leq Re_{i-1} < 4;$ (21)

$$v_{pi} = v_{p(i-1)} + \frac{18\mu_{g(i-1)}(v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)})\Delta x}{\rho_p(d_p)^2 v_{p(i-1)}} + \frac{3\rho_{g(i-1)}|v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)}|(v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)})\Delta x}{\rho_p d_p v_{p(i-1)} \left(\rho_{g(i-1)} \frac{|v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)}| d_p}{\mu_{g(i-1)}} \right)^{0,333}},$$

если $4 \leq Re_{i-1} < 400$; (22)

$$Re_{i-1} = \frac{\rho_{g(i-1)}|v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)}|d_p}{\mu_{g(i-1)}},$$
(23)

где n – количество элементов массивов;

i – переменная, которая задает нумерацию элементов массивов;

x_0 – начальная координата частицы ($x_0 = 0$);

Δx – шаг перемещения частицы (шаг интегрирования).

Для расчета скорости частицы по уравнениям (20) – (22) весь путь частицы от места ее ввода в ствол до открытого среза ствола разбивается на элементарные участки очень малой длины Δx . Начальная координата частицы ($x_0 = 0$) связывается с точкой ее ввода в ствол. Затем вводятся следующие данные:

а) распределение температуры и скорости продуктов детонации по длине ствола – $T_g(x)$; $v_g(x)$;

б) зависимости динамической вязкости и плотности продуктов детонации от их температуры – $\mu_g(T_g)$; $\rho_g(T_g)$;

в) начальная скорость частицы v_{p0} .

Начальная скорость частицы не должна быть равна нулю, чтобы на первом итерационном шаге в уравнениях (20) – (22) избежать некорректной математической операции – деление на ноль.

В уравнениях (20) – (22) вычисление скорости частицы в каждой последующей точке (v_{pi}) осуществляется по скорости, вязкости и плотности продуктов детонации в предыдущей точке – $v_{g(i-1)}$; $\mu_{g(i-1)}$; $\rho_{g(i-1)}$. Для повышения точности вычислений уравнения (20) – (22) можно представить в модифицированной форме Эйлера (метод средней точки) [8]. В этом случае для вычисления скорости частицы v_{pi} в точке x_i используются значения скорости (v_i), вязкости (μ_i) и плотности (ρ_i) продуктов детонации, усредненные в пределах шага интегрирования Δx , заключенного между точками $x_{(i-1)}$ и x_i :

$$i = 1...n; x_0 = 0; x_i = x_{i-1} + \Delta x; \mu_{g0} = \mu_{g1}; \rho_{g0} = \rho_{g1}; v_{g0} = v_{g1}; T_{g0} = T_{g1};$$

$$v_{pi} = v_{p(i-1)} + \frac{18\mu_i(v_i - v_{p(i-1)})\Delta x}{\rho_p(d_p)^2 v_{p(i-1)}}, \text{ если } \frac{\rho_i|v_i - v_{p(i-1)}|d_p}{\mu_i} < 0,2;$$
(24)

$$v_{pi} = v_{p(i-1)} + \frac{18\mu_i(v_i - v_{p(i-1)})\Delta x}{\rho_p(d_p)^2 v_{p(i-1)}} + \frac{2,7\rho_i|v_i - v_{p(i-1)}|(v_i - v_{p(i-1)})\Delta x}{\rho_p d_p v_{p(i-1)} \left(\rho_i \frac{|v_i - v_{p(i-1)}| d_p}{\mu_i} \right)^{0,317}},$$

$$\text{если } 0,2 \leq \frac{\rho_i |v_i - v_{p(i-1)}| d_p}{\mu_i} < 4; \tag{25}$$

$$v_{pi} = v_{p(i-1)} + \frac{18\mu_i (v_i - v_{p(i-1)}) \Delta x}{\rho_p (d_p)^2 v_{p(i-1)}} + \frac{3\rho_i |v_i - v_{p(i-1)}| (v_i - v_{p(i-1)}) \Delta x}{\rho_p d_p v_{p(i-1)} \left(\frac{\rho_i |v_i - v_{p(i-1)}| d_p}{\mu_i} \right)^{0,333}},$$

$$\text{если } 4 \leq \frac{\rho_i |v_i - v_{p(i-1)}| d_p}{\mu_i} < 400, \tag{26}$$

$$\text{где } \rho_i = \frac{\rho_{g(i-1)} + \rho_{gi}}{2}; \mu_i = \frac{\mu_{g(i-1)} + \mu_{gi}}{2}; v_i = \frac{v_{g(i-1)} + v_{gi}}{2}.$$

Хорошей альтернативой методу Эйлера и методу средней точки является алгоритм Рунге-Кутты [9]. Он позволяет рассчитать скорость частицы при значительно большем шаге интегрирования Δx за существенно меньшее машинное время без потери точности вычислений.

Ниже представлен пример реализации алгоритма Рунге-Кутты для вычисления скорости частицы при аппроксимации зависимости $C_d(Re)$ степенной функцией следующего вида:

$$C_d = 1 / (0,032 \cdot Re^{0,75}). \tag{27}$$

Подставив (27) в (8), получим:

$$dv_p = \frac{3\rho_g}{0,128\rho_p d_p v_p Re^{0,75}} |v_g - v_p| (v_g - v_p) dx. \tag{28}$$

С учетом (12) уравнение (25) можно записать в следующем виде:

$$dv_p = \frac{3\rho_g}{0,128\rho_p d_p v_p \left(\frac{\rho_g |v_g - v_p| d_p}{\mu_g} \right)^{0,75}} |v_g - v_p| (v_g - v_p) dx. \tag{29}$$

Алгоритм Рунге-Кутты заключается в последовательном определении 4-х вспомогательных функций в каждой i -й точке и последующем расчете на их основе скорости частицы в этой точке. Для решения уравнения (29) алгоритм Рунге-Кутты имеет следующий вид:

$$i = 1 \dots n; x_0 = 0; x_i = x_{i-1} + \Delta x; \mu_{g0} = \mu_{g1}; \rho_{g0} = \rho_{g1}; v_{g0} = v_{g1}; T_{g0} = T_{g1};$$

$$k1_i = \frac{3\rho_{g(i-1)}(v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)})|v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)}|}{0,128\rho_p d_p v_{p(i-1)} \left(\frac{\rho_{g(i-1)}|v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)}|d_p}{\mu_{g(i-1)}} \right)^{0,75}} \Delta x;$$

$$k2_i = \frac{3\rho_{g(i-1)} \left(v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)} - \frac{k1_i}{2} \right) \left| v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)} - \frac{k1_i}{2} \right|}{0,128\rho_p d_p \left(v_{p(i-1)} + \frac{k1_i}{2} \right) \left(\frac{\rho_{g(i-1)} \left| v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)} - \frac{k1_i}{2} \right| d_p}{\mu_{g(i-1)}} \right)^{0,75}} \Delta x;$$

$$k3_i = \frac{3\rho_{g(i-1)} \left(v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)} - \frac{k2_i}{2} \right) \left| v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)} - \frac{k2_i}{2} \right|}{0,128\rho_p d_p \left(v_{p(i-1)} + \frac{k2_i}{2} \right) \left(\frac{\rho_{g(i-1)} \left| v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)} - \frac{k2_i}{2} \right| d_p}{\mu_{g(i-1)}} \right)^{0,75}} \Delta x;$$

$$k4_i = \frac{3\rho_{g(i-1)}(v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)} - k3_i)|v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)} - k3_i|}{0,128\rho_p d_p (v_{p(i-1)} + k3_i) \left(\frac{\rho_{g(i-1)}|v_{g(i-1)} - v_{p(i-1)} - k3_i|d_p}{\mu_{g(i-1)}} \right)^{0,75}} \Delta x;$$

$$v_{pi} = v_{p(i-1)} + \frac{k1_i + 2k2_i + 2k3_i + k4_i}{6}.$$

Рассмотрим методику решения системы дифференциальных уравнений (1), (3), (5) при условии (4) равенства температур на границе раздела жидкой и твердой фаз в частице при ее конвективном нагреве. Для решения нестационарных задач теплопроводности разработано несколько вариантов экономичных разностных схем. Одной из таких схем является схема Кранка-Николсона [10]. При ее использовании решение уравнения теплопроводности (1) при граничном условии (5) сводится к последовательному выполнению достаточно простого приема, получившего наименование прогонки. Прогонка осуществляется сначала по одной, а затем по другой пространственной координате (по времени и по радиусу частицы). Предварительно весь путь частицы от места ее ввода в ствол до среза ствола разбивается на изотермические зоны, в пределах которых температура, скорость и теплофизические характеристики продуктов детонации принимаются постоянными. Далее по разностной схеме рассчитывается изменение температурного поля в частице в каждой изотермической зоне. Распределение температуры в частице при ее выходе из

предыдущей изотермической зоны является начальным условием для решения системы уравнений (1), (3), (4), (5) в последующей изотермической зоне.

Время нахождения частицы в пределах каждой изотермической зоны ($\Delta\tau_i$) определяется на основании ранее вычисленной зависимости $v_p(x)$:

$$\Delta\tau_i = \frac{\Delta x_i}{v_{pm(i)}}, \quad (30)$$

где Δx_i – протяженность i -й изотермической зоны, равная шагу интегрирования при вычислении скорости частицы;

$v_{pm(i)}$ – средняя скорость частицы в пределах i -й изотермической зоны.

Коэффициент конвективного теплообмена между частицей и продуктами детонации в уравнении (5) определяется из выражения [2]:

$$\alpha = \lambda_g \cdot Nu / d_p, \quad (31)$$

где λ_g – теплопроводность продуктов детонации;

Nu – критерий Нуссельта.

В теплотехнических расчетах для определения критерия Нуссельта используют следующее выражение [11, 12]:

$$Nu = 2\kappa_1 + \kappa_2 f(Re, Pr); \quad (32)$$

где κ_1 и κ_2 – коэффициенты, учитывающие изменение условий теплообмена между частицей и продуктами детонации в пограничном слое;

$f(Re, Pr)$ – степенная функция, аргументами которой являются критерии Рейнолдса (Re) и Прандтля (Pr).

$$Pr = c_g \mu_g / \lambda_g; \quad (33)$$

$$\kappa_1 = \lambda_c / \lambda_g; \quad (34)$$

$$\kappa_2 = (\rho_g \mu_g / \rho_c \mu_c)^{0,2}, \quad (35)$$

где c_g – теплоемкость продуктов детонации;

λ_c, μ_c, ρ_c – соответственно теплопроводность, вязкость и плотность продуктов детонации при температуре поверхности частицы;

λ_g, μ_g, ρ_g – соответственно теплопроводность, вязкость и плотность продуктов детонации при температуре набегающего потока.

Существует несколько основных, практически эквивалентных друг другу, форм записи функции $f(Re, Pr)$ [12]:

$$f(Re, Pr) = 0,6 Re^{0,5} Pr^{0,33}; \quad (36)$$

$$f(Re, Pr) = 0,76 Re^{0,5} Pr^{0,4}; \tag{37}$$

$$f(Re, Pr) = 0,5 Re^{0,5} Pr^{0,4}. \tag{38}$$

Подставив (34), (35) в (32), получим:

$$Nu = \frac{2\lambda_c}{\lambda_g} + \left(\frac{\rho_g \mu_g}{\rho_c \mu_c} \right)^{0,2} f(Re, Pr), \tag{39}$$

Если в качестве функции $f(Re, Pr)$ принять критериальное выражение (36), уравнение (39) можно записать следующим образом:

$$Nu = \frac{2\lambda_c}{\lambda_g} + 0,6 \left(\frac{\rho_g \mu_g}{\rho_c \mu_c} \right)^{0,2} Re^{0,5} Pr^{0,33}. \tag{40}$$

Подставив (40) в (31), получим:

$$\alpha = \frac{2\lambda_c + 0,6\lambda_g \left(\frac{\rho_g \mu_g}{\rho_c \mu_c} \right)^{0,2} Re^{0,5} Pr^{0,33}}{d_p}. \tag{41}$$

С учетом (12) и (33) выражение (41) принимает вид:

$$\alpha = \frac{2\lambda_c + 0,6\lambda_g \left(\frac{\rho_g \mu_g}{\rho_c \mu_c} \right)^{0,2} \left(\frac{\rho_g |v_g - v_p| d_p}{\mu_g} \right)^{0,5} \left(\frac{c_g \mu_g}{\lambda_g} \right)^{0,33}}{d_p}. \tag{42}$$

Подставив (42) в (5), получим в окончательном виде дифференциальное уравнение, описывающее теплообмен между продуктами детонации и одиночной сферической частицей:

$$\lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial r_p} = \frac{2\lambda_c + 0,6\lambda_g \left(\frac{\rho_g \mu_g}{\rho_c \mu_c} \right)^{0,2} \left(\frac{\rho_g |v_g - v_p| d_p}{\mu_g} \right)^{0,5} \left(\frac{c_g \mu_g}{\lambda_g} \right)^{0,33}}{d_p} (T_g - T_p). \tag{43}$$

Уравнение (43) является граничным условием третьего рода для решения дифференциального уравнения теплопроводности (1) и уравнения (3), описывающего процесс плавления частицы.

В настоящее время в технической литературе отсутствуют достоверные сведения о теплофизических свойствах продуктов детонации в процессах детонационно-газового напыления. Корректное определение зависимостей теплопроводности, теплоемкости, динамической вязкости, плотности продуктов детонации от их температуры прямым экспериментом затруднено вследствие кратковременности единичного выстрела. Высокие температура, давление и скорость продуктов детонации поддерживаются в течение небольшого промежутка времени ($\sim 10^{-3}$ с) [3-5]. По истечении этого времени температура, давление и скорость продуктов детонации резко снижаются. С другой стороны известно, что продукты детонации примерно на 90 % по массе состоят из углекислого газа [4]. Поэтому при задании теплофизических свойств продуктов детонации вполне корректно использовать теплофизические свойства сжатого углекислого газа.

Теплопроводность, теплоемкость и динамическая вязкость углекислого газа существенно изменяются при увеличении давления от 1 атм до 100-150 атм [13]. При дальнейшем увеличении давления вплоть до 400 атм теплопроводность, теплоемкость и динамическая вязкость углекислого газа изменяются незначительно. Для определения давления углекислого газа в продуктах детонации воспользуемся зависимостью:

$$p = \frac{\rho_{gp}}{\rho_0}, \quad (44)$$

где ρ_{gp} – плотность углекислого газа в продуктах детонации;

ρ_0 – плотность углекислого газа при нормальном давлении (1 атм) [13, 14].

При температуре продуктов детонации 2700-4500 К $\rho_{gp} = 2,3-2,5 \text{ кг/м}^3$ [5]. Плотность углекислого газа при нормальном давлении и температуре 2700-4500 К составляет $\rho_0 = 0,1-0,15 \text{ кг/м}^3$ [14]. В соответствии с (44) давление углекислого газа в продуктах детонации может изменяться в пределах 15-25 атм (150-250 МПа).

Температурные зависимости теплопроводности, теплоемкости и динамической вязкости углекислого газа в продуктах детонации задавали при давлении 20 атм. (200 МПа), используя данные работ [13, 14].

Зависимость теплопроводности углекислого газа от температуры при давлении 200 МПа представлена на рис. 1. Интенсивное увеличение теплопроводности газа в диапазоне температур 2000-4000 К обусловлено его диссоциацией (разрушением молекулярной структуры и образованием нейтральных атомов). Теплопроводность газа при температуре выше 6000 К возрастает вследствие его ионизации. В условиях детонационного напыления температура продуктов детонации обычно изменяется от 2700 К до 4500 К [5]. Поэтому ионизация углекислого газа в стволе детонационной пушки невозможна. В зависимости от температуры продуктов детонации сильно изменяется степень диссоциации углекислого газа и, как следствие, его теплопроводность. Чем выше теплопроводность газа, тем быстрее нагреваются переносимые ним частицы.

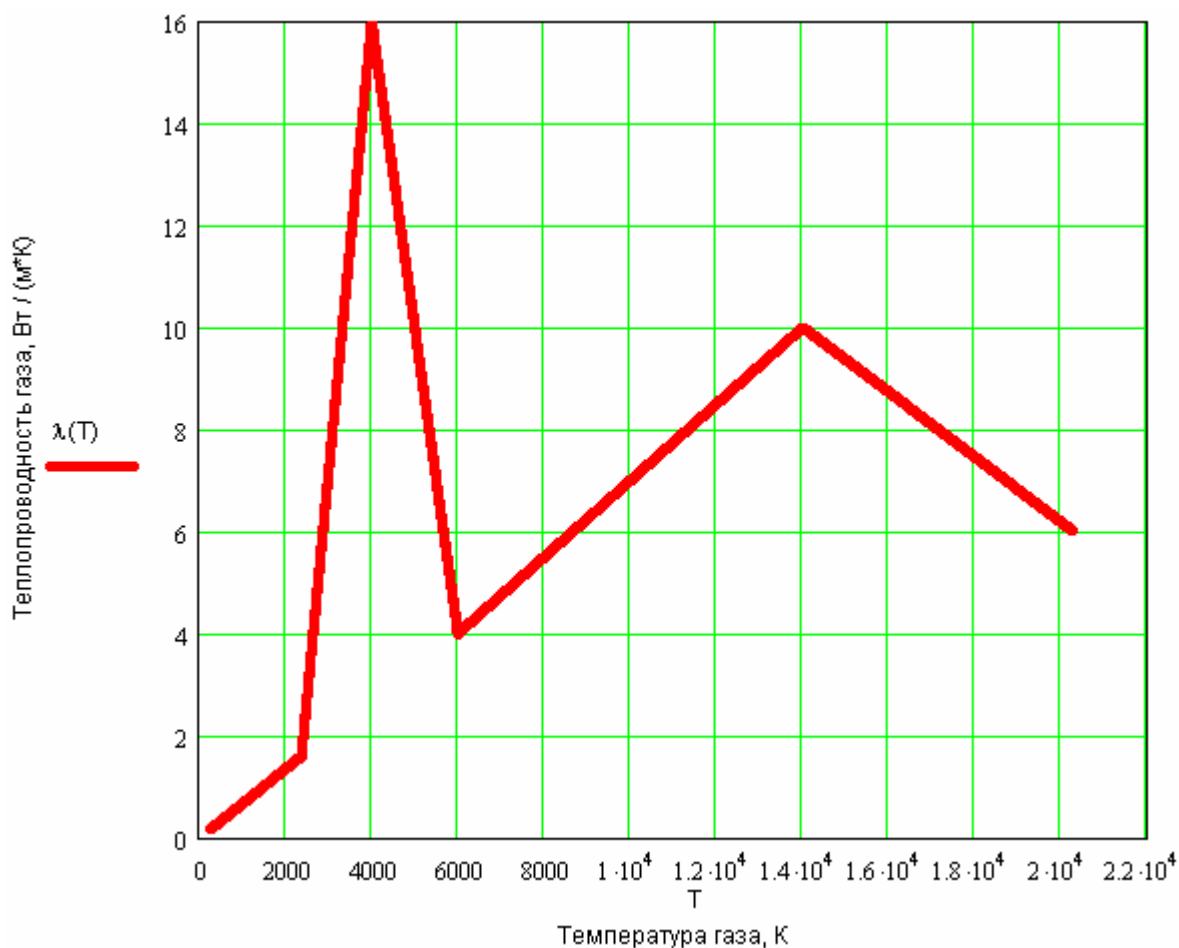


Рисунок 1. Зависимость теплопроводности углекислого газа ($Вт/(м·К)$) от температуры ($К$) при давлении 200 МПа

Зависимость, представленная на рис. 1, в аналитическом виде записывается следующим образом:

$$\lambda_g = -0,016 + 6,81 \cdot 10^{-4} T_g, \text{ если } 273K \leq T_g \leq 2373K ;$$

$$\lambda_g = -19,401 + 8,85 \cdot 10^{-3} T_g, \text{ если } 2373K < T_g \leq 4000K ;$$

$$\lambda_g = 40 - 6 \cdot 10^{-3} T_g, \text{ если } 4000K < T_g \leq 6000K ;$$

$$\lambda_g = -0,5 + 7,5 \cdot 10^{-4} T_g, \text{ если } 6000K < T_g \leq 14000K ;$$

$$\lambda_g = 18,927 - 6,376 \cdot 10^{-4} T_g, \text{ если } 14000K < T_g \leq 20273K ,$$

где λ_g – теплопроводность газа;
 T_g – температура газа.

Теплоемкость углекислого газа ($Дж/(кг·К)$) определяли численным дифференцированием зависимости его энтальпии от температуры [13] (рис. 2).

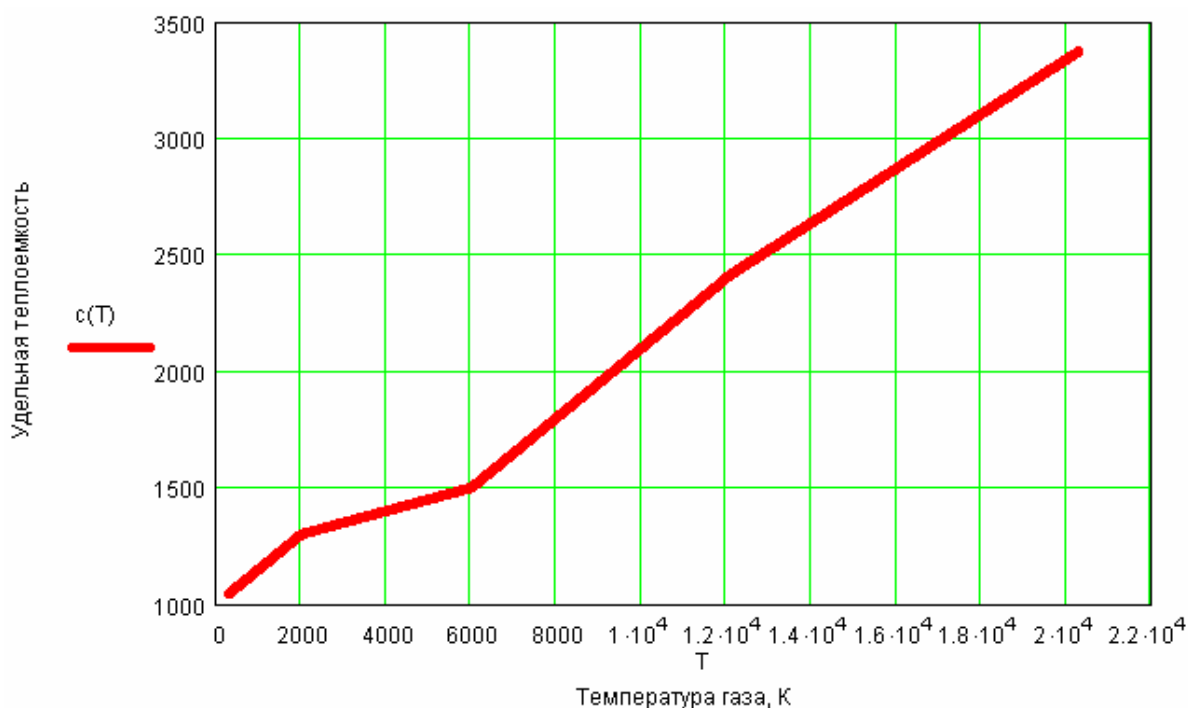


Рисунок 2. Зависимость теплоемкости углекислого газа (Дж/(кг·К)) от температуры (К) при давлении 200 МПа

Зависимость, представленная на рис. 2, в аналитическом виде записывается следующим образом:

$$\begin{aligned}
 c_g &= 1000 + 0,15T_g, \text{ если } 273\text{K} \leq T_g \leq 2000\text{K}; \\
 c_g &= 1200 + 0,05T_g, \text{ если } 2000\text{K} < T_g \leq 6000\text{K}; \\
 c_g &= 600 + 0,15T_g, \text{ если } 6000\text{K} < T_g \leq 12000\text{K}; \\
 c_g &= 1000 + 0,117T_g, \text{ если } 12000\text{K} < T_g \leq 20273\text{K},
 \end{aligned}$$

где c_g – теплоемкость газа;
 T_g – температура газа.

Зависимость плотности углекислого газа от температуры задавали в виде линейной функции (рис. 3), учитывая, что максимальная плотность продуктов детонации ($2,5 \text{ кг/м}^3$) достигается при их максимальной температуре (4000-4500 К), а плотность несжато-го углекислого газа при комнатной температуре (293 К) составляет $1,97 \text{ кг/м}^3$ [13]:

$$\rho_g = 1,936 + 1,239 \cdot 10^{-4} T_g,$$

где ρ_g – плотность газа;
 T_g – температура газа.

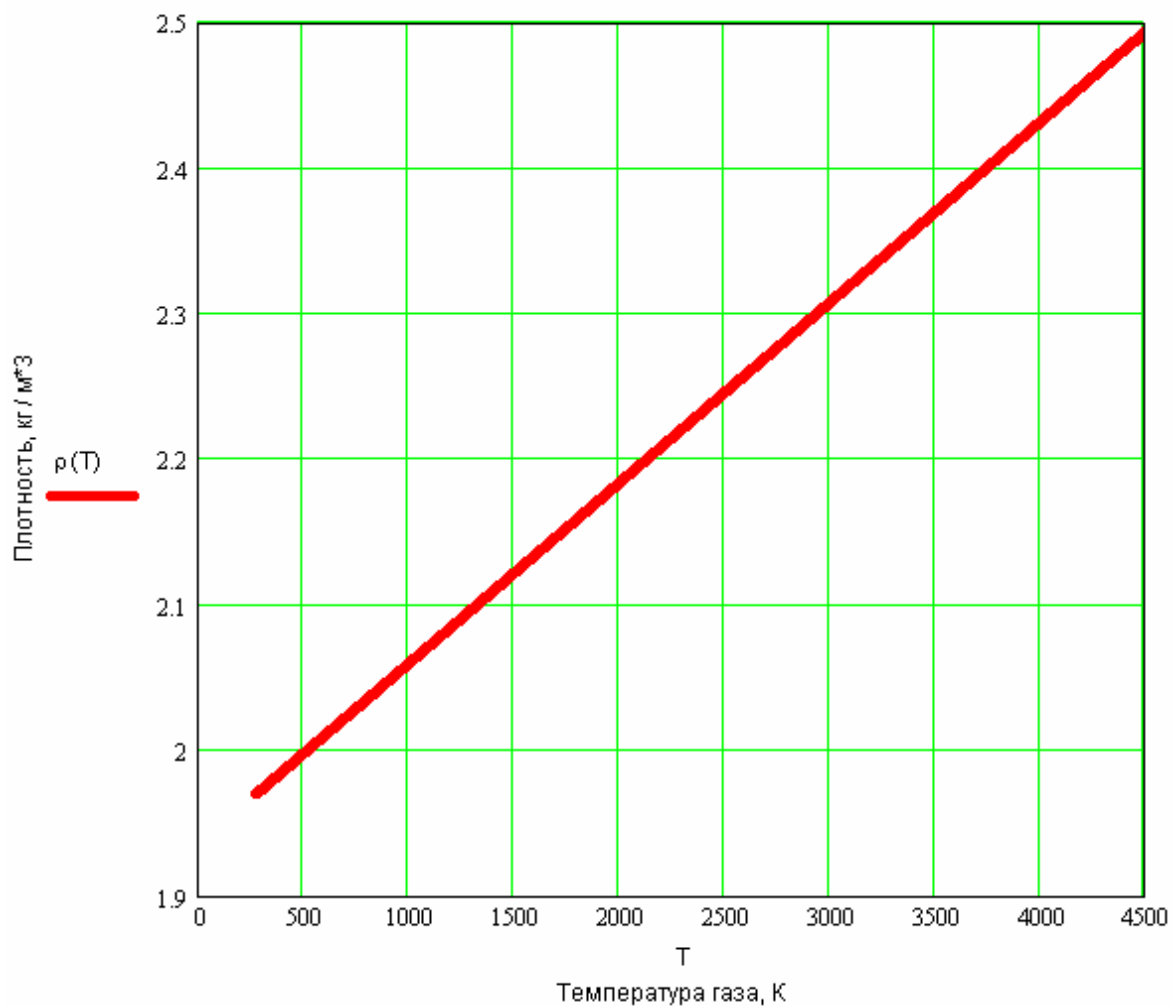


Рисунок 3. Зависимость плотности углекислого газа ($\text{кг}/\text{м}^3$) от температуры (K) при давлении 200 МПа

Зависимость динамической вязкости углекислого газа ($\text{Н}\cdot\text{с}/\text{м}^2$) от температуры (K) представлена на рис. 4 [13]. Математически данная зависимость записывается следующим образом:

$$\mu_g = 2,104 \cdot 10^{-4} + 6,948 \cdot 10^{-7} T_g, \text{ если } 273\text{K} \leq T_g \leq 2000\text{K};$$

$$\mu_g = 5,334 \cdot 10^{-4} + 5,334 \cdot 10^{-7} T_g, \text{ если } 2000\text{K} < T_g \leq 4500\text{K}.$$

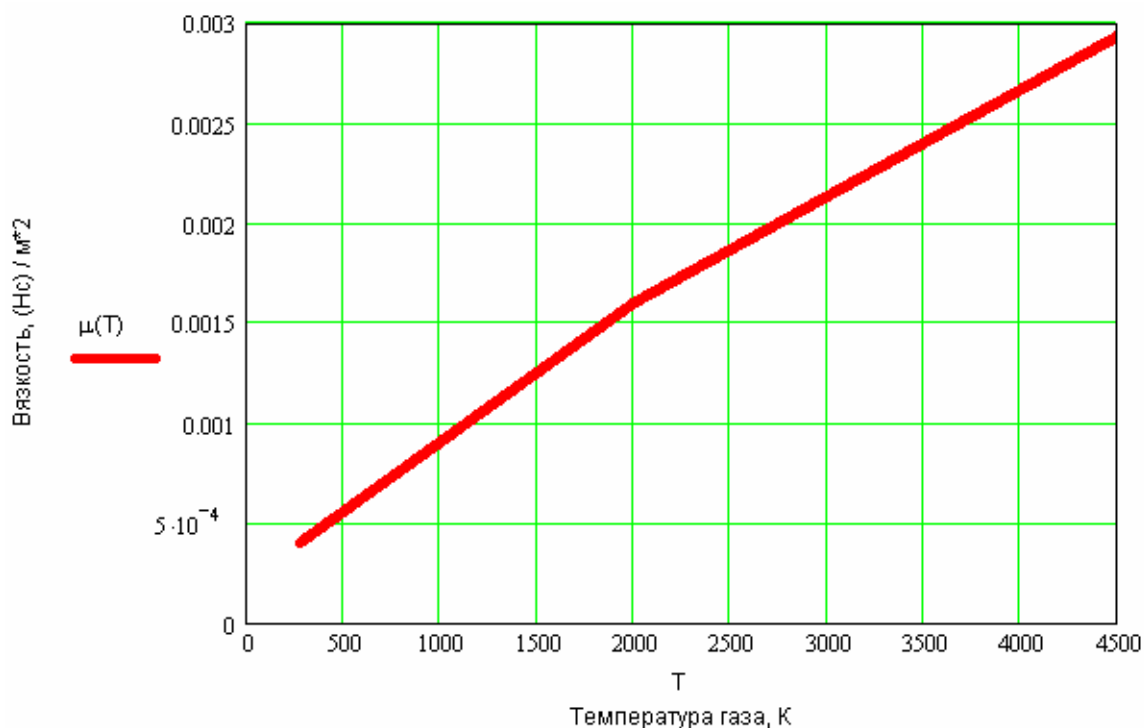


Рисунок 4. Зависимость динамической вязкости углекислого газа ($\text{Н}\cdot\text{с}/\text{м}^2$) от температуры (К) при давлении 200 МПа

С использованием температурных зависимостей теплопроводности, теплоемкости, плотности и динамической вязкости продуктов детонации, приведенных на рис. 1 – 4, были рассчитаны законы изменения скорости и температуры частиц оксида алюминия (Al_2O_3) при их движении в стволе детонационной пушки. Осевые профили температуры и скорости продуктов детонации заимствованы из [15, 16] и представлены на рис. 5, 6. Условия напыления: отношение расхода ацетилена к расходу кислорода 1:1; длина ствола 1,2 м; глубина загрузки порошка 300 мм; масса навески порошка на 1 выстрел 50 мг; отношение массового расхода детонирующей газовой смеси к массовому расходу порошка 1:3; диаметр ствола 20 мм; диаметр напыляемых частиц 30 мкм.

На рис. 5, 6 начало координат связано с местом ввода порошка в ствол, а максимальная координата перемещения частиц (300 мм) – со срезом открытой части ствола.

Результаты расчетов температуры и скорости частиц представлены на рис. 7, 8. Принципиально важным является тот факт, что характер нагрева и ускорения частиц существенно зависит от энергетических параметров и теплофизических свойств продуктов детонации. Например, возможность плавления частиц напрямую зависит от максимальной температуры продуктов детонации и интенсивности спада этой температуры по длине ствола. С ростом температуры продуктов детонации резко возрастает их теплопроводность (рис. 1). В свою очередь, в соответствии с основными законами конвективного теплопереноса с ростом теплопроводности продуктов детонации прямо пропорционально возрастает скорость нагрева частиц. Если температура продуктов детонации увеличивается с 2700 К до 4500 К, их теплопроводность возрастает более чем в 3 раза – с 5 Вт/(м·К) до 16 Вт/(м·К) (рис. 1). При этом более чем в 3 раза увеличится и скорость нагрева частиц.

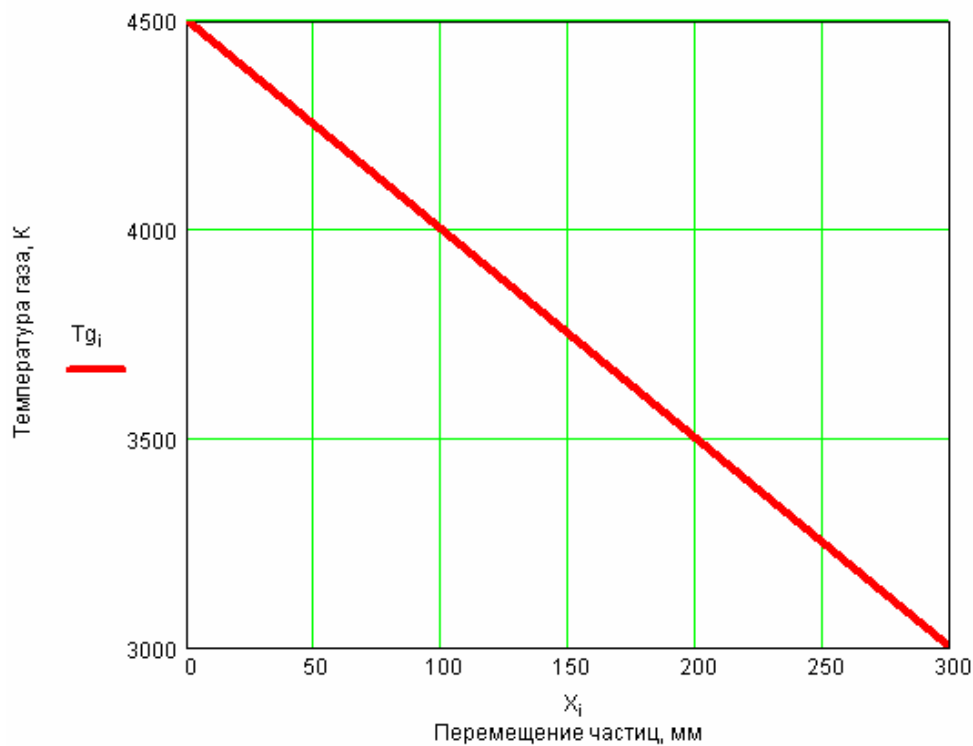


Рис. 5. Осевой профиль температуры продуктов детонации

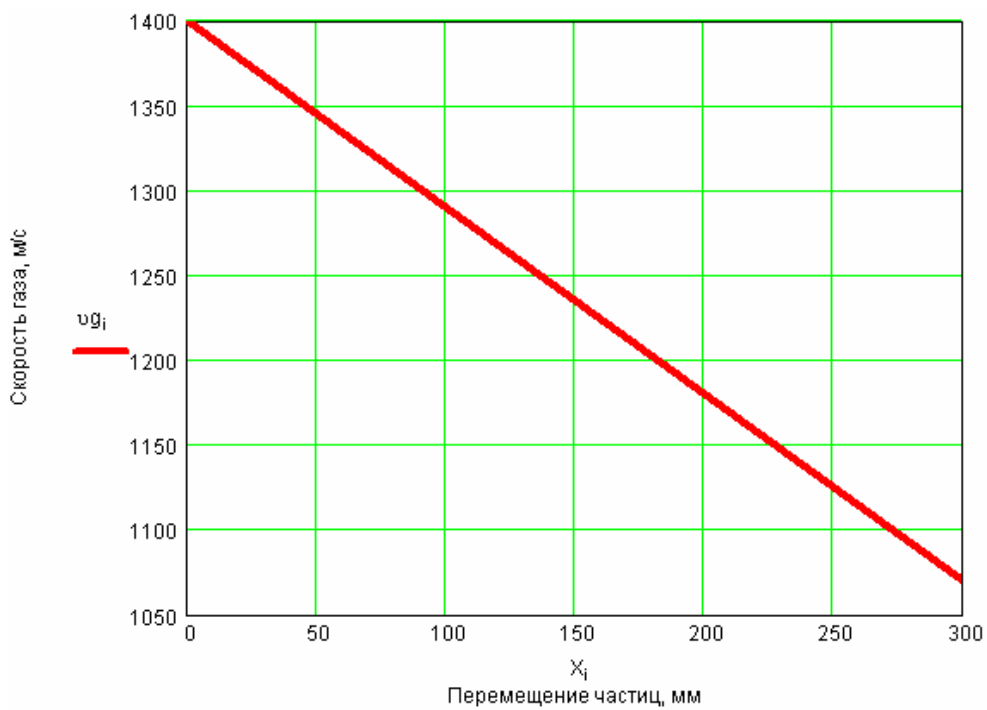


Рисунок 6. Осевой профиль скорости продуктов детонации

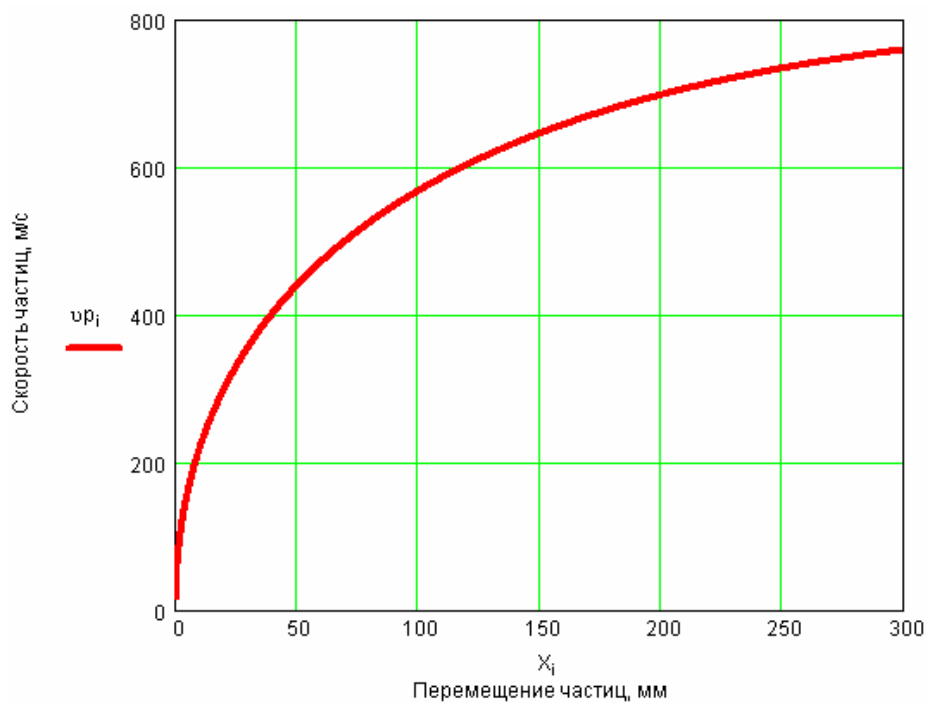


Рисунок 7. Закон изменения скорости частиц Al_2O_3 диаметром 30 мкм при их движении в стволе детонационной пушки

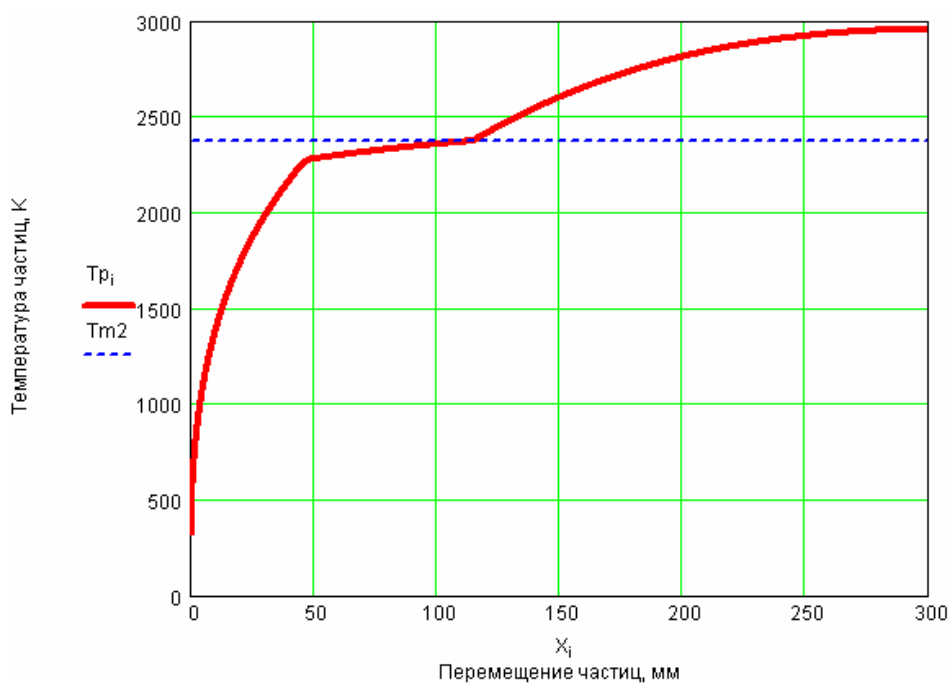


Рисунок 8. Закон изменения температуры частиц Al_2O_3 диаметром 30 мкм при их движении в стволе детонационной пушки; пунктиром обозначена температура плавления частиц порошка

Следует отметить, что анализ физико-динамических характеристик температурного и скоростного взаимодействия частиц порошка с продуктами детонации является одной из базовых основ:

- проведения экспериментально-исследовательских работ в области нанесения детонационных покрытий;
- выбора конструкторской реализации элементов и узлов детонационной установки, связанных с обеспечением взаимодействия частиц напыляемого порошка с продуктами детонации;
- синтеза технологии нанесения детонационных покрытий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинов, В. В. Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование / В. В. Кудинов, Г. В. Бобров. – М.: Металлургия, 1992. – 432 с.
2. Газотермическое напыление композиционных порошков / А. Я. Кулик, Ю. С. Борисов, А. С. Мнухин, М. Д. Никитин. – Л.: Машиностроение, 1985. – 199 с.
3. Шоршоров, М. Х. Физико-химические основы детонационно-газового напыления покрытий / М. Х. Шоршоров, Ю. А. Харламов. – М.: Наука, 1978. – 224 с.
4. Харламов, Ю. А. Детонационно-газовые процессы в промышленности / А. Ю. Харламов, Н. А. Будагьянц. – Луганск: Изд-во Восточноукр. гос. ун-та, 1998. – 223 с.
5. Зверев, А. И. Детонационное напыление покрытий / А. И. Зверев, С. Ю. Шаривкер, Е. А. Астахов. – Л.: Судостроение, 1979. – 232 с.
6. Анциферов, В. Н. Порошковая металлургия и напыленные покрытия / В. Н. Анциферов, Г. В. Бобров, Л. К. Дружинин и др. – М.: Металлургия, 1990. – 792 с.
7. Борисов, Ю. С. Плазменные порошковые покрытия / Ю. С. Борисов, А. Л. Борисова. – К.: Техника, 1986. – 223 с.
8. Гулд, Х. Компьютерное моделирование в физике: В 2-х частях. Часть 1, 2: Пер. с англ. / Х. Гулд, Я. Тобочник. – М.: Мир, 1990. – 349 с.
9. Калиткин, Н. Н. Численные методы. – М.: Наука, 1978. – 512 с.
10. Синяев, Г. Б. Применение ЭВМ для термодинамических расчетов металлургических и плазменных процессов / Г. Б. Синяев, Н. А. Ватолин, Б. Г. Трусов, Г. К. Моисеев. – М.: Наука, 1982 – 264 с.
11. Андерсон, Д. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: В 2-х т.: Пер. с англ. / Д. Андерсон, Дж. Таннехилл, Р. Плетчер – М.: Мир, 1990. – 384 с.
12. Борисов, Ю. С. Компьютерное моделирование процесса плазменного напыления / Ю. С. Борисов, И. В. Кривцун, А. Ф. Мужиченко и др./ Автоматическая сварка. – 2000. – № 12. – С. 42-51.
13. Варгафтик, Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. / Н. Б. Варгафтик – М.: Наука, 1972. – 721 с.
14. Дресвин, С. В. Физика и техника низкотемпературной плазмы / С. В. Дресвин, А. В. Донской, В. М. Гольдфарб, В. С. Клубникин. – М.: Атомиздат, 1972. – 352 с.
15. Харламов, Ю. А. Динамическое взаимодействие частиц порошка с детонационной волной при напылении / Ю. А. Харламов / ФизХОМ, 1974. – № 1. – С. 32-36.
16. Харламов, Ю. А. Исследование процесса напыления детонационными волнами / Ю. А. Харламов, П. С. Банатов / Порошковая металлургия. – 1974. – № 1. – С. 40-45.

Поступила в редколлегию 10.03.2017 г.