

УДК 621.762

ДИНАМИКА УСКОРЕНИЯ И НАГРЕВА ПОРОШКА ДЕТОНАЦИОННО-ГАЗОВОЙ СТРУЕЙ

В.А. УЛЬШИН, М.Ю. ХАРЛАМОВ

(Восточно-украинский национальный университет им. В. Даля, г. Луганск, Украина)

Предложена математическая модель, описывающая поведение двухфазного детонационно-газового потока внутри ствола детонационной установки и его двумерного истечения в окружающее газовое пространство. Приведены результаты численных исследований.

Скорость и температура напыляемых частиц являются определяющими параметрами в формировании структуры и свойств покрытий. В то же время они являются трудно контролируруемыми и управляемыми. В известных работах по детонационному напылению обычно рассматривается одномерное движение двухфазного потока, при этом продукты детонации (ПД) рассматриваются как инертный газ с постоянным показателем адиабаты, что дает большую погрешность при оценке температуры газовой фазы [1]. В работах [2, 3] выполнено исследование динамики двухфазного потока в стволе детонационной установки (ДУ), с учетом влияния процесса диссоциации молекул и взаимодействия потока со стенкой ствола, причем в [2] исследование проводится лишь до момента достижения детонационной волной (ДВ) открытого конца ствола, т.е. до начала истечения. Влияние зоны вне ствола на параметры потока, учтено лишь в [4]. Но при этом не учитывается влияние стенок ствола на параметры потока, пренебрегается влиянием дисперсной фазы на газ, для начального распределения газового потока в стволе выбирается автомодельное решение для плоской ДВ.

Для оптимизации технологических режимов напыления важно исследовать все факторы, оказывающие влияние на условия формирования импульсного гетерогенного потока, как в пространстве между стволом и подложкой, так и более детальное рассмотрение процессов, происходящих в стволе ДУ. Это и является задачей данной работы в рамках создания интегрированной производственной системы детонационно-газового напыления покрытий.

Формирование и течение импульсного двухфазного потока будем рассматривать в две стадии:

- 1) одномерное движение двухфазного потока внутри ствола установки;
- 2) двумерное осесимметричное истечение из ствола.

Кроме того, будем учитывать такие факторы, как взаимодействие потока газозвеси со стенкой ствола ДУ, ПД в стволе установки как реагирующую среду, изменение площади поперечного сечения ствола по длине.

Математическая постановка задачи выглядит следующим образом: ствол ДУ длиной L , имеющий цилиндрическую форму, с внутренним диаметром d , либо ствол с переменным сечением, имеющий выходной диаметр d , заполнен (частично или полностью) детонационно-способной смесью газов при начальных давлении p_0 , плотности ρ_0 и температуре T_0 ; внутри ствола в области (z_1, z_2) , причем $0 \leq z_1 < z_2 \leq L$, находится газозвесь твердых сферических частиц диаметром δ . Детонация инициируется у левого закрытого конца ствола и распространяется вправо со скоростью D (рис. 1). При выходе ДВ на контактную границу «газовая смесь – инертный газ», происходит распад ДВ на ударную, движущуюся по инертному газу и волну разряжения, движущуюся в обратном направлении по ПД. После достижения ударной волной правого открытого конца ствола, начинается истечение ПД и дисперсных частиц в окружающее газовое пространство.



Рис. 1. Схема ствола детонационной установки и расчетной области

Использовались следующие допущения, в том числе обычно принимаемые при моделировании двухфазных течений:

- давление создается только газом, влиянием частиц пренебрегается;
- вязкость и теплопроводность фаз учитываются лишь в процессах межфазного взаимодействия;

- расстояния, на которых параметры течения меняются значительно, много больше размеров частиц и расстояний между ними;
- частицы сферические, монодисперсные и не вступают в химические реакции с ПД;
- дробление и столкновение частиц отсутствуют;
- продукты детонации до начала истечения из ствола рассматриваются как реагирующая среда, имеющая в каждой точке равновесный химический состав, а после начала истечения и при движении в пространстве за стволом – как инертный газ с постоянным показателем адиабаты;
- влияние частиц на структуру ДВ и скорость детонации не учитывается.

Граничные условия ставились следующим образом. При движении в стволе установки: у левого закрытого конца ствола задаются условия непротекания газа и дисперсных частиц. До тех пор пока ДВ не достигла контактной границы «газовая смесь – инертный газ», ее параметры находятся по формулам для фронта стационарной ДВ (правое граничное условие). После достижения ДВ контактной границы, производится «склейка» полей течений в стволе и в пространстве за стволом и обе стадии решаются совместно. В двумерной модели: на оси z ставится условие симметрии потока [5], на открытых границах расчетной области АВ и ВС – условие свободного протекания фаз, на правой границе CD, согласно [5], ставится 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 расчетной области CD может ставиться и условие свободного протекания фаз, как на остальных открытых границах.

Система уравнений нестационарного движения газозвеси в общем случае может быть записана в следующем виде [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \rho_1 W_1 &= 0, & \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \nabla \rho_2 W_2 &= 0, \\ \rho_1 \frac{d_1 W_1}{dt} + \alpha_1 \nabla p &= -f - \rho_1 F_1, & \rho_2 \frac{d_2 W_2}{dt} + \alpha_2 \nabla p &= f, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \nabla (\rho_1 E_1 W_1 + \rho_2 E_2 W_2) + \nabla p (\alpha_1 W_1 + \alpha_2 W_2) &= -\rho_1 (F_1 W_1 + Q_1), \\ \frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \nabla (\rho_2 e_2 W_2) &= q, & E_i &= e_i + W_i^2 / 2 \quad (i=1, 2), \\ \rho_i &= \alpha_i \rho_i^0, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad \rho_2^0 = const, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\nabla = \frac{\partial}{\partial z} S$, $\frac{d_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} S + W_i \cdot \nabla$ – в одномерной стадии, $\nabla = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r + \frac{\partial}{\partial z}$, $\frac{d_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + W_i \cdot \nabla$ – в стадии пространственного осесимметричного движения; ρ_i, ρ_i^0 – средняя и истинная плотности соответственно; W_i – скорость i -той фазы, u_i – составляющая скорости в одномерном случае, v_i и u_i – составляющие скорости в радиальном (r) и осевом (z) направлениях для двумерного случая; α_i – объемное содержание; e_i, E_i – удельные внутренняя и полная энергии i -той фазы; p – давление газа; f – составляющая силового взаимодействия фаз; q – интенсивность контактного теплообмена газа с частицами; F_1, Q_1 – составляющие силового и теплового взаимодействия газовой фазы со стенкой ствола детонационной установки; S – площадь поперечного сечения ствола. Индексы $i = 1$ принадлежат газовой, а $i = 2$ дисперсной фазам.

Для замыкания системы (1) необходимо конкретизировать законы взаимодействия фаз и задать их уравнения состояния.

Рассмотрим движение газозвеси в стволе установки, т.е. одномерную стадию. Используется уравнение состояния идеального газа:

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

где R – универсальная газовая постоянная; μ_g – молекулярная масса ПД; T_1 – температура газовой фазы.

До тех пор пока ДВ не достигла контактной границы «газовая смесь – инертный газ», используются уравнение для полной внутренней энергии газа $e_1(T, \mu_g)$ и уравнение химического равновесия $\mu_g(\rho_1, T_1)$ [7, 8]:

$$e_1(T, \mu_g) = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{RT}{\mu_g} + E_{\mu} \left(1/\mu_g - 1/\mu_{max} \right), \quad \frac{\rho_1 (1 - \mu_g / \mu_{max})^2}{\mu_g (\mu_g / \mu_{min} - 1)} = K = const, \quad (3)$$

где γ – эффективное значение показателя адиабаты в ПД; μ_{\max} – молекулярная масса смеси в предельно рекомбинированном состоянии; μ_{\min} – молекулярная масса смеси в предельно диссоциированном состоянии; E_d – средняя энергия диссоциации продуктов реакции; K – константа равновесия.

В силу того, что нижний предел применимости формул (3) по температуре, значительно больше температуры атмосферного газа (для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ приблизительно равен 1200 К [8]), то расчет параметров газа при двумерном истечении из ствола по формулам (3) невозможен. Поэтому, после достижения ДВ контактной границы «газовая смесь – инертный газ», внутренняя энергия газа, как в пространстве за стволом, так и в стволе ДУ, вычисляется по формулам для двумерной стадии, а для молекулярной массы ПД μ_g выбирается среднее значение.

Учет потерь на трение и теплоотвод о стенку ствола ДУ осуществляется по формулам [9]:

$$F_1 = \frac{2}{d} \lambda \rho_1 u_1 |u_1|, \quad Q_1 = \frac{4}{d} (c_1 + R_\mu) \left| \frac{F_1}{u_1} \right| (T_1 - T_w). \quad (4)$$

Здесь $\lambda = 0,046 Re^{-1,5}$ – коэффициент сопротивления ($Re = \rho_1^0 u_1 d / \mu_1$ – число Рейнольдса; μ_1 – коэффициент динамической вязкости газовой фазы); c_1 – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме; R_μ – газовая постоянная; T_w – температура стенки.

В стадии двумерного движения потока за стволом ДУ уравнения состояния газовой фазы принимают вид [10]:

$$p = \rho_1^0 R_\mu T_1, \quad e_1 = c_1 T_1, \quad (5)$$

Уравнение для внутренней энергии дисперсной фазы учитывает возможное плавление частиц и вычисляется на обеих стадиях одинаковым образом:

$$e_2 = \left\{ \begin{array}{l} c_2(T_2)T_2, \quad T_2 < T_{2пл}; \quad e_2^* + (1 - m/m_2)\Delta h, \quad T_2 = T_{2пл}; \\ e_2^{**} + \int_{T_{2пл}}^{T_2} c_2(T)dT, \quad T_2 > T_{2пл}, \end{array} \right\} \quad (6)$$

где $c_2(T)$ – удельная теплоемкость частиц; T_2 – температура дисперсной фазы; $T_{2пл}$ – температура плавления дисперсной фазы; $e_2^* = c_2(T_2)T_2$; m/m_2 – доля нерасплавленной частицы; Δh – теплота плавления; $e_2^{**} = e_2^* + \Delta h$.

Таким образом, по вычисленной из (1) внутренней энергии дисперсной фазы, однозначно восстанавливается ее температура.

Система уравнений (1) – (6) замыкается путем задания законов межфазового силового и теплового взаимодействия газовой и дисперсной фаз [10]:

$$f = \frac{1}{8} C_d \rho_1^0 |W_1 - W_2| (W_1 - W_2) \cdot \frac{6\alpha_2}{\delta}; \quad q = \frac{6\alpha_2}{\delta^2} \lambda_1 Nu (T_1 - T_2),$$

где C_d – коэффициент сопротивления сферических частиц диаметром δ ; λ_1 – коэффициент теплопроводности газа; Nu – число Нуссельта газовой фазы, характеризующее теплообмен между газом и взвешенными частицами.

Выражения для C_d и Nu задаются в виде зависимостей, учитывающих сжимаемость и стесненность потока [10]:

$$C_d = C_d^0 [1 + \exp(-0,427 M^{-4,63})] \alpha_1^{-3}; \quad C_d^0 = \frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt{Re}} + 0,4, \quad 0 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5;$$

$$Re = \frac{\rho_1^0 |W_1 - W_2| d}{\mu_1}; \quad M = \frac{|W_1 - W_2|}{a_1}; \quad a_1^2 = \gamma \frac{p_1}{\rho_1^0}; \quad (7)$$

$$Nu = 2 \exp(-M) + 0,459 Re^{0,55} Pr^{0,33}; \quad Pr = \gamma \frac{c_1 \mu_1}{\lambda_1}.$$

Здесь C_d^0 – коэффициент аэродинамического сопротивления одиночной сферической твердой частицы для условий обтекания ее безграничным стационарным потоком несжимаемой жидкости; M, Pr – числа Маха относительного движения фаз и Прандтля соответственно; a_1 – адиабатическая скорость звука; γ – показатель адиабаты газа.

Численное решение задачи выполнено методом «крупных частиц» [5, 11]. Разностная схема конструировалась с учетом проведения вычислений для стволов переменного сечения. Расчеты выполнялись для газовой смеси $C_2H_2 + 1,2O_2$ и порошка Ni с диаметром частиц 30 мкм и разовой загрузкой 0,1 г, при этом принималось, что газовая смесь занимает весь объем ствола.

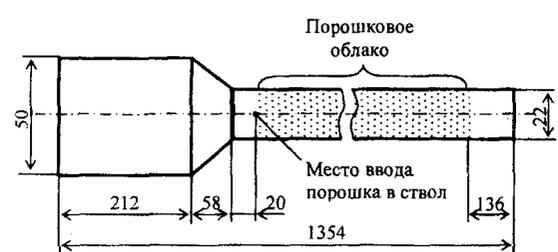
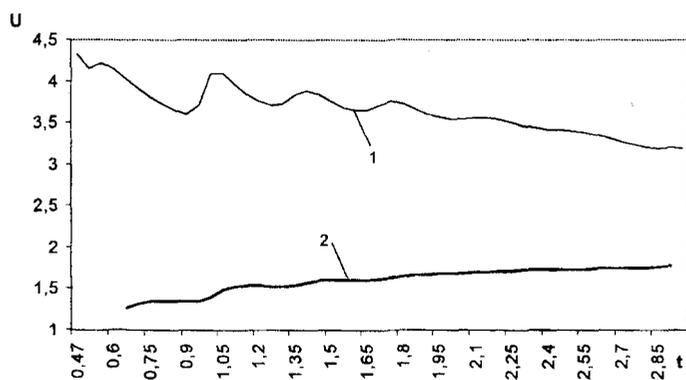


Рис. 2. Схема ствола детонационной установки

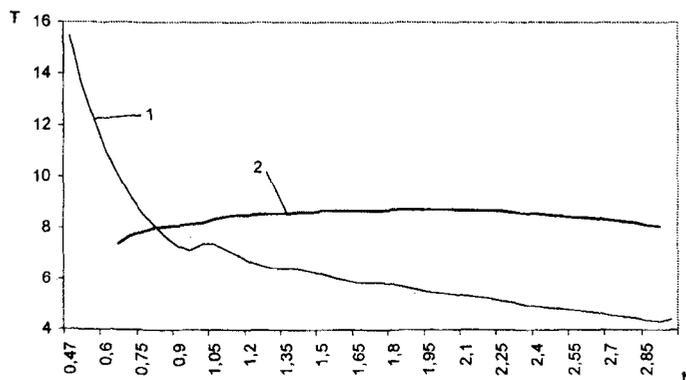
Положение порошкового облака в стволе и форма ствола ДУ указаны на рис. 2. Дистанция напыления (величина ED, см. рис. 1) составляла 0,14 м, диаметр внешней расчетной области 0,1 м.

На рис. 3 показана зависимость от времени параметров двухфазного потока на выходе из ствола детонационной установки, начиная с времени начала истечения, соответствующего моменту времени 0,4697 мс и до момента времени, когда частицы порошка полностью вышли из ствола, равного 2,925 мс.

Параметры, приведенные на рисунках, безразмерные. Для получения реального значения параметра, его необходимо умножить на приведенное под рисунком значение.



а)



б)

Рис. 3. Значения параметров фаз на выходе из ствола в различные моменты времени после начала истечения:

а – скорости фаз; б – температуры фаз;

1 – параметры газа; 2 – параметры частиц; $U^* = 317$ м/с; $T^* = 293,15$ К; $t^* = 1$ мс

На рис. 4 представлены распределения скорости и температуры газа и частиц вдоль продольной оси в моменты времени: достижение ДВ открытого конца ствола ДУ (0,4697 мс); частицы достигли напыляемой поверхности (0,835 мс); частицы полностью вышли из ствола ДУ (2,925 мс).

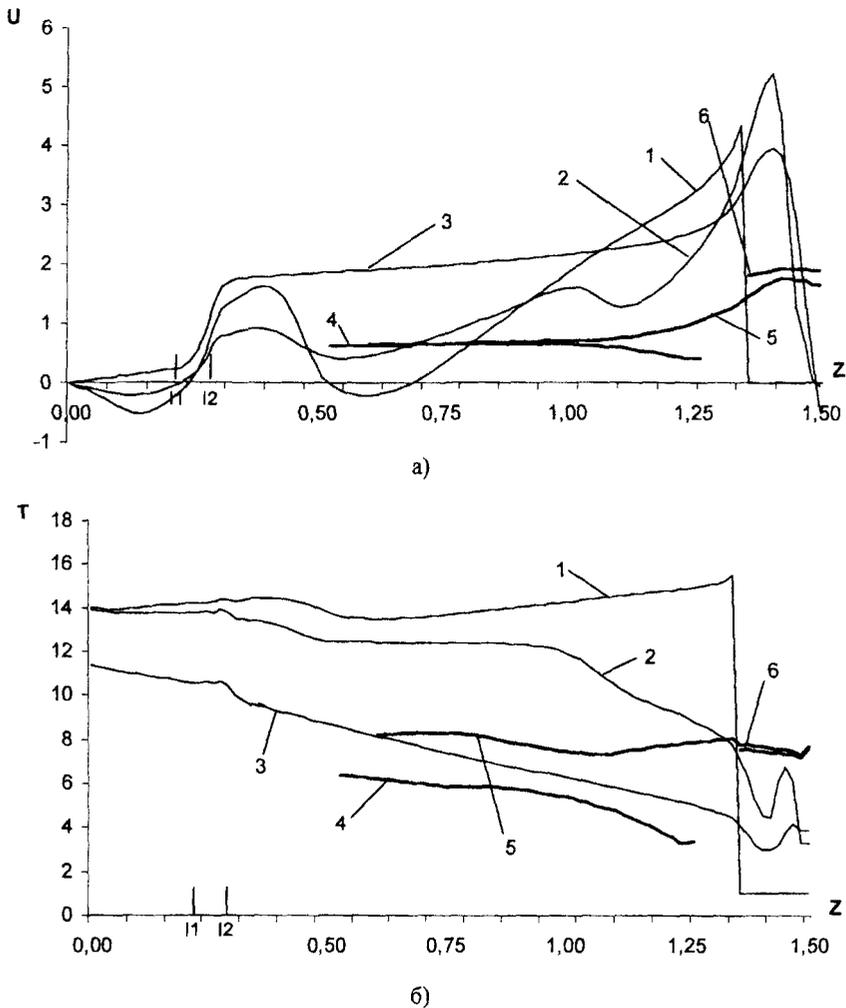


Рис. 4. Расчетные распределения параметров фаз:
а – скорости фаз; б – температуры фаз; 1 – 3 – параметры газа; 4 – 6 – параметры частиц
1, 4 – 0,4697 мс; 2, 5 – 0,835 мс; 3, 6 – 2,925 мс; $U^* = 317$ м/с; $T^* = 293,15$ К; $Z^* = 1$ м

Выводы

1. Предложенная математическая модель обеспечивает определение распределенных параметров потока в течение всего цикла его формирования и истечения, в том числе при использовании стволов переменного сечения.

2. Неконтролируемая длина исходного порошкового облака приводит к неравномерному времени пребывания частиц в нагретом состоянии и может привести к различной степени завершенности фазовых превращений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гладилин 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. // Физика горения и взрыва. – 1983. – № 4. – С. 133 – 136.

3. Долматов А.И., Жеманюк П.Д. Численное моделирование динамики двухфазного потока в стволе детонационной установки // Технологические системы. – 2001. – № 4. – С. 12 – 16.
4. 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.
5. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. – М.: Наука, 1982. – 392 с.
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 // Физика горения и взрыва. – 1978. – № 4. – С. 73 – 76.
9. Гладилин А.М., Карпиловский Е.П. Учет взаимодействия газового потока со стенкой ствола детонационной установки // Физика горения и взрыва. – 1980. – № 3. – С. 148 – 150.
10. Ивандаев А.И., Кутушев А.Г., Нигматулин Р.И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесах // Итоги науки и техники. Сер. МЖГ. – М.: ВИНТИ, 1981. – Т. 16. – С. 209 – 287.
11. Губайдуллин А.А., Ивандаев А.И., Нигматулин Р.И. Модифицированный метод «крупных частиц» для расчета нестационарных волновых процессов в многофазных дисперсных средах // Вычислительная математика и математическая физика. – 1977. – № 6. – С. 1531 – 1544.