

## РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ В СТВОЛЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ УСТАНОВКИ, ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ДЛЯ НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ

А. М. Гладиллин, Е. И. Карпиловский, А. Д. Корнев

(Ленинград)

Детонационный метод нанесения износостойких покрытий на поверхность металлов — один из перспективных методов [1, 2], заключающийся в использовании энергии детонации газа для ускорения и нагрева напыляемых частиц в стволе специальной установки. Физико-механические свойства детонационных покрытий значительно превосходят по соответствующим показателям свойства покрытий, получаемых газоплазменным, электродуговым и другими методами [3—5].

Для получения прочного сцепления между напыляемыми частицами и поверхностью образца необходимо, чтобы давление в точке контакта частицы с поверхностью образца превосходило прочностные характеристики материалов как самих частиц, так и поверхностного слоя напыляемого образца. Этого можно достигнуть не только за счет увеличения скорости частиц на выходе из ствола детонационной установки, которое имеет свои пределы, но и за счет прогрева частиц и поверхностного слоя напыляемого образца продуктами детонации газа.

Величина скорости и температуры частиц на выходе из ствола детонационной установки зависит от таких факторов, как скорость детонации газа, длина ствола, радиус частиц, плотность материала, из которого они состоят, объемная концентрация частиц, глубина их загрузки и т. д. В данной работе предлагается метод численного расчета, с помощью которого можно установить влияние перечисленных выше факторов на параметры частиц внутри ствола детонационной установки и на его выходе.

Рассмотрим один из возможных вариантов постановки задачи. Пусть ствол детонационной установки имеет длину  $l$ , внутренний диаметр  $d$  и заполнен детонационно-способной смесью газов, в которой равномерно распределены твердые частицы сферической формы одинакового радиуса  $r$ . Детонация инициируется у левого закрытого конца ствола и распространяется вправо со скоростью  $D$ . Требуется определить параметры частиц, разгоняемых продуктами детонации газа, как внутри ствола, так и на его выходе в зависимости от времени и их расположения в начальный момент.

Для численного решения поставленной задачи воспользуемся методом разделения системы дифференциальных уравнений, описывающей поведение двухфазных сред, на две подсистемы и последующего совместного их решения [6]. При этом одна из подсистем описывает первую фазу (газ) и при условии, что испарение частиц не происходит, приводится к следующему виду:

$$du/dt + 1/\rho c \cdot \partial p / \partial t + (u+c) [du/\partial x + 1/\rho c \cdot \partial p / \partial x] = -\alpha_0 \alpha - \beta_0 \beta, \quad (1)$$

$$du/\partial t - 1/\rho c \cdot \partial p / \partial t + (u-c) [du/\partial x - 1/\rho c \cdot \partial p / \partial x] = \alpha_0 \alpha - \beta_0 \beta, \quad (2)$$

$$\partial S / \partial t + u \cdot \partial S / \partial x = -\eta_0 \eta, \quad (3)$$

где  $\alpha = nNu(T-\theta)/\rho c$ ;  $\beta = nC_D |u-v| (u-v)$ ;  $\eta = nNu(T-\theta)\rho T$ .

Подсистема (1)—(3) записана в безразмерном виде. Здесь  $u$ ,  $p$ ,  $\rho$ ,  $c$ ,  $T$ ,  $S$  — соответственно скорость, давление, плотность, скорость звука, температура и энтропия газа;  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $\eta_0$  — коэффициенты, получившиеся при приведении системы дифференциальных уравнений к безразмерному виду;  $n$ ,  $\theta$ ,  $v$  — концентрация, температура и скорость частиц;  $Nu$  — число Нуссельта,  $C_D$  — коэффициент сопротивления частиц.

Подсистема, описывающая вторую фазу (частицы), может быть записана в следующем безразмерном виде:

$$\partial v / \partial t + v \cdot \partial v / \partial x = \lambda_0 \lambda, \quad (4)$$

$$\partial n / \partial t + v \cdot \partial n / \partial x = -n \cdot \partial v / \partial x, \quad (5)$$

$$\partial \theta / \partial t + v \cdot \partial \theta / \partial x = \delta_0 \delta, \quad (6)$$

где

$$\lambda = \rho C_D |u - v| (u - v), \quad \delta = \text{Nu} (T - \theta).$$

Численное решение подсистем (1)–(3) и (4)–(6) можно осуществить методом, описанным в [6], с использованием подвижной [7] или обычной разностной сетки. Левая граница рассчитываемой области — закрытый конец ствола. При  $t < l/D$  правой границей рассчитываемой области служит фронт детонационной волны. До тех пор, пока он не дошел до открытого конца ствола, правое граничное условие находится по формулам для фронта детонационной волны, который движется по газу со скоростью  $D$ .

После достижения фронтом детонационной волны правого открытого конца ствола начинается истечение газа и частиц в окружающую среду. В этом случае правое граничное условие на выходе из ствола находится с помощью дополнительного узла разностной сетки, помещенного на расстоянии  $h$  от выхода из ствола. Для этого достаточно предположить, что в пределах этой ячейки разностной сетки газ после выхода из ствола расширяется изэнтропически и равномерно внутри некоторого усеченного конуса с углом и на его движение не сказывается присутствие частиц. Если обозначить узел дополнительной ячейки разностной сетки через  $N+1$ , а параметры газа на верхнем слое разностной сетки отметить чертой, то можно записать правое граничное условие при  $t > l/D$  следующим образом:

$$\bar{S}_{N+1} = S_N, \quad \bar{p}_{N+1} = p_N (d/d_h)^{2\gamma}, \quad \bar{u}_{N+1} = u_N + (p_N - \bar{p}_N) / \rho_N c_N,$$

где  $d_h = d + 2h \operatorname{tg} \varphi$  — диаметр газового факела в  $N+1$ -м узле разностной сетки. При этом шаг разностной сетки по времени должен определяться равенством  $\tau = h/u_N$ . Граничные условия для частиц в любой момент времени легко находятся с помощью только внутренних точек основной разностной сетки.

Для изучения влияния начального положения частиц в стволе на их последующее поведение и параметры весь ствол детонационной установки можно разбить по длине на  $K$  одинаковых сечений и в центре каждого сечения пометить одну частицу, за которой необходимо проводить постоянное наблюдение. Это позволит следить за передвижением всех частиц, занимавших первоначально определенный участок ствола вблизи меченной частицы, и фиксировать их параметры как при движении внутри ствола, так и на выходе из него.

Ниже приводятся результаты апробации предложенного численного метода. В качестве детонирующего газа использовалась смесь ацетилена с кислородом при соотношении компонентов 1 : 2,5. Скорость детонации смеси при начальном давлении 1 атм и температуре 300 К составляет около 2500 м/с. Выбор этого соотношения между ацетиленом и кислородом связан с тем, что в этом случае известно точное уравнение химической реакции, которое необходимо знать для нахождения уравнения состояния газа по обе стороны детонационного фронта.

Присутствие инертных частиц приводит к снижению скорости детонации газа, величина которого зависит главным образом от концентрации частиц и радиуса. Согласно [8], существенное влияние на скорость детонации смеси ацетилена с кислородом оказывают частицы с  $r < 5 \cdot 10^{-8}$  м при массовой концентрации  $\sigma = 0.5$  кг/м<sup>3</sup>. В представленных ниже численных расчетах частицы имели значительно больший радиус

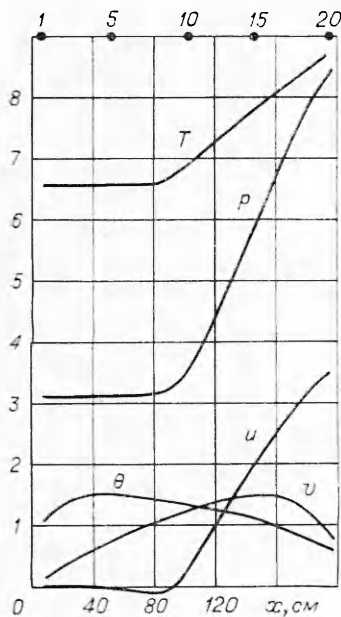


Рис. 1.

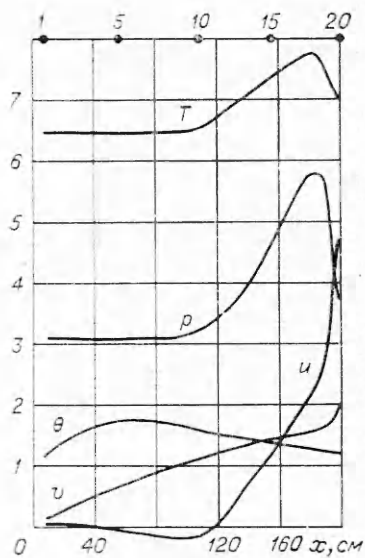


Рис. 2.

при такой же примерно массовой концентрации, поэтому их влиянием на скорость детонации газа пренебрегалось.

Параметры ствола детонационной установки:  $l=2$  м,  $d=0,025$  м. Газ по обе стороны детонационного фронта считался идеальным с отношением удельных теплоемкостей  $\gamma=1,33$ . Угол  $\varphi$ , внутри которого происходит расширение продуктов детонации в воздух<sup>1</sup>, был выбран равным  $20^\circ$ . Коэффициенты кинематической вязкости и теплопроводности газа, входящие в числа Нуссельта и Рейнольдса, а также плотность и теплопроводность материала частиц имели следующие значения:  $\nu=5 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с,  $k=0,1$  Вт/(м·К),  $\rho^2=3 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $C_p=10^3$  Дж/(кг·К). Теплоотдачей к стенке ствола и фазовым переходом, происходящем при плавлении материала частиц, пренебрегалось.

Результаты численного расчета поставленной задачи приведены на рис. 1—5. На них изображено распределение безразмерных параметров газа и частиц внутри ствола детонационной установки в различные моменты времени. Для получения реальных значений представленных параметров их необходимо умножить на соответствующие размерные величины:  $T^*=570$  К;  $u^*=v^*=250$  м/с;  $p^*=3,2$  атм.

Все численные расчеты проводились при  $K=20$ . Из памяти ЭВМ осуществлялся вывод только параметров меченых частиц и параметров газа в точках их нахождения. Поэтому все линии на представленных рисунках начинаются и оканчиваются не у концов ствола детонационной установки, а на координатах первой и последней находящейся в данный момент в стволе меченой частицы. По оси абсцисс внизу отложено расстояние от левого конца ствола, а вверх точками показано положение некоторых меченых частиц. На всех рисунках отсчет времени ведется, начиная с момента выхода фронта детонационной волны на правый конец ствола.

На рис. 1 приведено распределение параметров газа и частиц внутри ствола в момент  $t=0$ , при объемной концентрации частиц

<sup>1</sup> Величина угла  $\varphi$  оценивалась экспериментально на детонационной установке в Днепропетровском химико-технологическом институте.

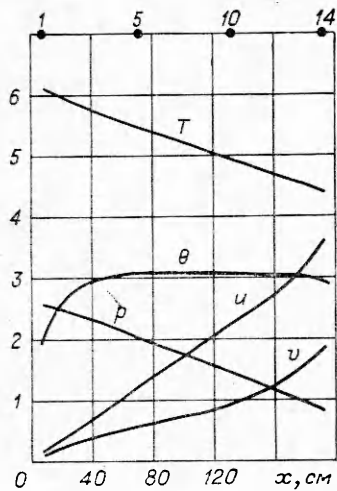


Рис. 3.

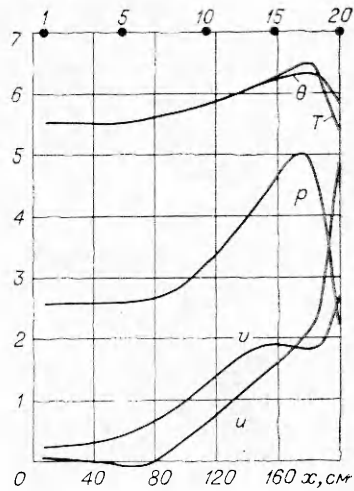


Рис. 4.

$C=10^{-4}$  и радиусе  $r=5 \cdot 10^{-5}$  м. Из него следует, что такой заряд мелкодисперсного порошка оказывает незначительное влияние на параметры течения продуктов детонации газа. Максимальной температуры к этому времени достигает четвертая меченая частица, находившаяся первоначально на расстоянии 35 см от левого конца ствола, а максимальной скорости — шестнадцатая частица. На рис. 1 видно, что, несмотря на значительную остаточную скорость частиц в левой части ствола в момент времени  $t=0$ , газ не только не ускоряется в направлении движения частиц, а напротив, на некоторых участках приобретает небольшую отрицательную скорость. Это вызвано тем, что при движении частиц относительно газа со скоростью меньше  $c$ , они создают впереди себя поджатие газа, что приводит к образованию градиента давления и ускорению газа в сторону, противоположную движению частиц.

На рис. 2 изображен тот же случай, что и на рис. 1, но в момент времени  $t=10^{-4}$  с. К этому времени 20-я частица продвинулась примерно на 4 см и находится уже у выхода из ствола. Вытекание газа из открытого конца ствола приводит к образованию волны разрежения, движущейся влево, к ускорению за ее счет газа и частиц в противоположном направлении. Скорость частиц на выходе из ствола в данный момент достигает примерно 500 м/с.

Рис. 3 дает картину течения при  $t=10^{-3}$  с. Здесь волна разрежения уже достигла левого конца ствола и привела в движение весь заключенный в нем газ. Из ствола за этот промежуток времени вышло уже пять меченых частиц (т. е. все частицы, заполнявшие в начальный момент отрезок ствола длиной не менее 45 см, примыкавший к его правому концу).

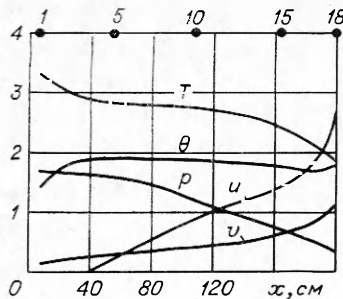


Рис. 5.

Температура частиц внутри ствола остается все еще ниже температуры газа примерно на  $10^3$  градусов. В результате значительного падения плотности газа внутри ствола процесс нагрева и ускорения частиц на этой фазе движения становится более инерционным, и, несмотря на значительное различие в скоростях и температурах между газом и частицами, заметного изменения параметров последних не происходит. В дальнейшем этот процесс должен еще более замедлиться в результате торможения газа волной разрежения, возника-

ющей, начиная с момента, изображенного на рис. 3, на левом конце ствола и движущейся вправо. Следовательно, основная фаза нагрева и ускорения частиц в рассматриваемом случае ограничивается временем  $\sim 10^{-3}$  с.

На рис. 4 приведено распределение параметров газа и частиц в стволе

детонационной установки в момент времени  $t=10^{-4}$  с при  $C=10^{-4}$  и  $r=5 \cdot 10^{-6}$  м. Видно, что частицы такого радиуса обладают очень высокой скоростью прогрева и на всем протяжении ствола их температура близка к температуре газа. Быстрый нагрев и ускорение мелких частиц должны приводить к тому, что при закладке в ствол частиц различного размера мелкие частицы будут обладать более высокой температурой и скоростью на выходе из ствола. Однако следует при этом учитывать, что они будут и сильнее тормозиться ударной волной, образующейся вблизи поверхности напыляемого образца.

На рис. 5 приведено распределение параметров газа и частиц в стволе при  $t=0,9 \cdot 10^{-3}$  с,  $C=10^{-3}$  и  $r=5 \cdot 10^{-5}$  м.

Сравнение этих результатов с рис. 3 показывает, что увеличение на порядок концентрации частиц приводит к уменьшению средних параметров газа и частиц внутри ствола примерно в два раза.

В таблице даны размерные значения параметров меченых частиц на выходе из ствола детонационной установки в зависимости от их радиуса при объемной концентрации  $C=10^{-4}$ . Таблица показывает, что чем меньше радиус используемых частиц, тем выше их скорость и температура на выходе из ствола. Температура частиц радиуса  $r=5 \cdot 10^{-6}$  м превышает температуру плавления даже большинства тугоплавких металлов. Поскольку считается [9], что для получения качественного покрытия частицы не должны находиться в расплавленном состоянии, то из полученных результатов следует ограничение на радиус используемых частиц: при  $C < 10^{-4}$   $r > 10^{-5}$  м. С другой стороны, частицы с  $r=10^{-4}$  м имеют на выходе из ствола температуру значительно ниже той, при которой плавится большинство используемых для напыления металлов. Это должно затруднить их взаимодействие с поверхностью напыляемого образца и друг с другом при образовании защитного слоя.

Эксперименты [9] показывают, что наиболее сильное взаимодействие с поверхностью образца частиц любого радиуса происходит в том случае, если глубина их загрузки в ствол составляет несколько десятков сантиметров. Из полученных в данной работе результатов можно заключить, что этот эффект связан не с ростом скорости частиц на выходе из ствола, а с необходимостью прогрева продуктами детонации не только самих частиц, но и поверхностного слоя напыляемого образца.

На основании проведенных расчетов можно сделать следующие выводы.

1. Интервалы изменения объемной концентрации и радиуса частиц, при которых можно ожидать получения наиболее качественных покрытий, должны лежать в следующих пределах:  $10^{-4} < C < 10^{-3}$ ,  $10^{-5} < r < 10^{-4}$  м. При  $C < 10^{-4}$  за один цикл работы установки образуется слишком тонкий слой покрытия, а при  $C > 10^{-3}$  энергия продуктов детонации недостаточна для необходимого нагрева и ускорения частиц.

2. С увеличением глубины загрузки частиц их скорость изменяется незначительно. Поэтому на прочность сцепления между частицами и по-

Номер меченой частицы	$r=5 \cdot 10^{-6}$ м		$r=5 \cdot 10^{-5}$ м		$r=10^{-4}$ м	
	$\theta$ , К	$v$ , м/с	$\theta$ , К	$v$ , м/с	$\theta$ , К	$v$ , м/с
20	3270	720	765	560	480	465
19	3220	755	1000	538	595	450
18	3050	710	1120	490	665	407
17	2880	663	1190	460	710	402
16	2700	620	1360	468	800	420
15	2570	605	1580	484	925	436

верхностью образца, по-видимому, оказывает влияние не скорость частиц, а температурный режим как самих частиц, так и поверхностного слоя напыляемого образца.

Поступила в редакцию 4/XI 1976,  
после доработки — 21/1 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. P. Cashon, Tribology international, 1975, 8, 3.
2. А. Д. Корнев, В. И. Шинкаренко и др. Химическое и нефтяное машиностроение, 1975, 2.
3. В. И. Шестерненко. Порошковая металлургия, 1968, 1.
4. В. И. Шестерненко, Е. А. Астахов.— В сб.: Жаростойкие и теплостойкие покрытия. М., «Наука», 1969.
5. А. Д. Корнев, В. М. Лизунов, Ю. М. Тарасов. Станки и инструменты, 1975, 1.
6. Э. А. Антонов, А. М. Гладили. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, 5.
7. Г. Б. Алалыкин, С. К. Годунов и др. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М., «Наука», 1970.
8. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1976, 12, 6.
9. Г. В. Самсонов, С. Ю. Шаривкер и др.— В сб.: Неорганические и органосиликатные покрытия. Л., «Наука», 1975.

### ДИНАМИКА ДЕФОРМИРУЕМОЙ СИСТЕМЫ В УПРУГОВЯЗКОМ СЛОЕ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ

*В. А. Котляревский, Р. А. Румянцева*

(Москва)

В работе в одномерном приближении рассматривается поведение двухмассовой деформируемой системы с упругой связью в слое грунта как нелинейной упруговязкой среды [1], расположенном на жесткой преграде и нагруженном на свободной поверхности нестационарным кратковременным импульсом давления. Приводится численный анализ влияния параметров задачи на волновые нагрузки, деформации системы и форму волны сжатия в слое.

1. При импульсном нагружении упруговязкого слоя с «впаянной» упругой системой инерционные свойства и деформации последней влияют на форму волны сжатия и волновые давления на элементы системы.

Для анализа влияния параметров задачи используются уравнения волнового движения вертикального столба среды и двухмассовой упругой системы

$$\rho_0 v' = -p', \quad \varepsilon' = -v' = -u', \quad Q_k \{p\} = Z_k \{\varepsilon\} \quad (1)$$

$$m_j v_j' = -(-1)^j [p_{*j}^0 - F(T)], \quad T' = y_1 - y_2, \quad y_j = v_j. \quad (2)$$

Здесь  $\rho_0$  — начальная плотность среды,  $p$  — давление,  $u$  — смещение частиц вдоль координаты Лагранжа  $x$  с началом, совмещенным с поверхностью заданного давления,  $v$  — массовая скорость,  $\varepsilon$  — деформация среды,  $m_j$  — удельные массы системы,  $y_j$ ,  $v_j$  — их смещения и скорости,  $Q_k$ ,  $Z_k$  — дифференциальные операторы упруговязкой модели среды [1],  $T$  — деформация сжатия системы с упругой характеристикой  $F(T)$ , вызванная волновыми давлениями  $p_{*j}^0$ . В уравнениях (1), (2) точка означает соответственно частную и обыкновенную производную по времени  $t$ , а штрих — частную производную по  $x$ . Индексом  $j=1$  помечены величины, относящиеся к верхней,  $j=2$  — к нижней массе; ин-