

Ф.И. Китаев, Ю.Г. Лекарев

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ  
НАПЫЛЯЕМОГО МАТЕРИАЛА ПО НАЧАЛЬНЫМ ПАРАМЕТРАМ  
ДВУХФАЗНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

Как известно [1], свойства напыленных покрытий определяются уровнем тепловой и кинетической энергий частиц напыляемого материала в момент осаждения его на подложку. В данной работе рассматривается методика оценки скорости, температуры и энтальпии частиц в пределах канала сопла плазмотрона и начального участка струи по начальным параметрам течения плазменного потока с дисперсной примесью.

Для решения этой задачи использовался ряд следующих основных допущений:

- примесь - монодисперсные сферические частицы;
- объемное содержание примеси ничтожно мало, что позволяет рассматривать поток во многих аспектах как чисто газовый, а движение частиц как независимое;
- влияние теплообмена между примесью и газом на параметры газовой фазы мало (может быть учтено последовательными приближениями);
- профили всех параметров в канале и на срезе сопла плазмотрона постоянны, параметры имеют среднemasовые значения;
- проскальзывание примеси относительно плазмы переменное в осевом и постоянно в поперечном направлениях течения потока;
- нагрев примеси происходит за счет конвективно-кондуктивного переноса тепла, влияние радиационного переноса энергии пренебрежимо мало;
- теплопроводность и теплоемкость примеси постоянны и равны средним значениям от нормальной температуры до температуры плавления при нагреве до стадии плавления.

Решение проводилось в два этапа: на первом определялись закономерности течения в канале сопла, ядре струи и турбулентном слое смешения; на втором рассчитывался нагрев примеси в пределах этого поля течения двухфазного потока.

Для описания изменения скорости газовой и твердой дисперсной фаз от места ввода твердой фазы (примеси) в канал сопла до его среза и в ядре струи использовались зависимости, выведенные в [2] для элементарной трубки тока в пределах ядра струи:

$$u_{r\kappa} = u_{r\beta} - \bar{G} (u_{r\kappa} - u_{r\beta}); \quad (1)$$

$$\frac{[B - (1 + \bar{G})u_{r\kappa}]^{(1+\beta)}}{\beta(1+\beta)(1+\bar{G})} [u_{r\kappa}(1+\bar{G})(1+\beta) - B] = Ux + C; \quad (2)$$

$$C = \frac{[B - (1 + \bar{G})u_{r\beta}]}{\beta(1+\beta)(1+\bar{G})} [u_{r\beta}(1+\bar{G})(1+\beta) - B]; \quad (3)$$

$$D = \frac{0,75 A \rho_{r\beta}^{1/2}}{\rho_n d_n^{1/2} \mu_r} \cdot \quad (4)$$

$$B = u_{r\beta} + \bar{G} u_{r\beta}. \quad (5)$$

В соотношениях (1) - (5)  $u_r, u_n$  - скорости фаз;  $\bar{G} = \frac{G_n}{G_r}$  - относительный расход примеси (отношение весовых расходов примеси и газа);  $A$  и  $\beta$  - коэффициент и показатель степени в формуле  $C_x = A R e^\beta$  для определения коэффициента аэродинамического сопротивления [3] (из сопоставления экспериментальных данных [2] с результатами расчета  $A = 9,8$ ,  $\beta = -0,5$ );  $\rho_r, \rho_n$  - плотности фаз;  $d_n$  - диаметр частиц примеси;  $\mu_r$  - динамическая вязкость газа; индекс  $\ell$  относится к параметрам в сечении ввода примеси в канал,  $\kappa$  - в произвольном сечении в пределах канала от места ввода до среза сопла и в ядре струи; индексы  $\pi$  и  $\gamma$  относятся к параметрам примеси и газа соответственно.

Параметры плазмы в сечении ввода примеси могут быть определены по зависимостям:

$$\dot{i}_{r\beta}^* = \dot{i}_{r\beta} + \frac{u_{r\beta}^2}{2}; \quad (6)$$

$$G_r = \pi \rho_{r\beta} u_{r\beta} y_0^2, \quad (7)$$

где  $\dot{i}_{r\beta}$  и  $\dot{i}_{r\beta}^*$  - энтальпия газа в месте ввода примеси и полная энтальпия газа (энтальпия торможения);

$y_0$  - радиус сопла.

Распределение параметров в турбулентном слое смешения начального участка струи характеризуется следующими профилями [2]:

$$\frac{u_r}{u_{rЯ}} = \frac{u_\eta}{u_{\etaЯ}} = \frac{x}{x_Я} - 2\eta^{1,5} - \eta^3; \quad (8)$$

$$\frac{v_r}{v_{rЯ}} = 1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}; \quad (9)$$

$$\frac{\rho_r}{\rho_{rЯ}} = \left[ 1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6} \right]^{-1}; \quad (10)$$

где  $x = \frac{\theta u_r}{u_n}$  - концентрация примеси;  $\theta = \frac{v_{rЯ}}{v_2} = \frac{v_{r0}}{v_2}$  - степень подогрева газа;  $\eta = \frac{y_2 - y}{y_2 - y_1}$ ;  $y_2$ ,  $y_1$  и  $y$  - ординаты внешней и внутренней границ слоя смешения и текущая ордината в произвольном сечении начального участка соответственно; индекс Я относится к параметрам в ядре струи, 0 - на срезе сопла.

Положение границ слоя смешения описывается уравнениями [2]:

$$\frac{d(y_2 - y_1)}{dx} = 0,27 \frac{A_3 + x_Я A_1}{1,818(A_1 + \frac{u_{nЯ}}{u_{rЯ}} x_Я A_2)} \frac{1 + 0,1x_{ср}}{1 + x_{ср}}; \quad (11)$$

$$(1 + \bar{C} K_{п0}) u_{r0}^2 y_0^2 = u_{rЯ}^2 \left\{ 2y_2(y_2 - y_1) A_2 - 2(y_2 - y_1)^2 A_4 + 2K_n \bar{C} x \times \right. \\ \left. \times [y_2(y_2 - y_1) A_5 - (y_2 - y_1)^2 A_6] + (1 + \bar{C} K_n) y_1^2 \right\}. \quad (12)$$

Здесь

$$A_1 = \int_0^1 \frac{(2\eta^{1,5} - \eta^3) d\eta}{1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}}; \quad A_2 = \int_0^1 \frac{(2\eta^{1,5} - \eta^3)^2 d\eta}{1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}};$$

$$A_3 = \int_0^1 \frac{d\eta}{1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}}; \quad A_4 = \int_0^1 \frac{(2\eta^{1,5} - \eta^3) \eta d\eta}{1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}};$$

$$A_5 = \int_0^1 \frac{(2\eta^{1,5} - \eta^3)^3 d\eta}{1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}}; \quad A_6 = \int_0^1 \frac{(2\eta^{1,5} - \eta^3) \eta d\eta}{1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}};$$

$x_{ср}$  - определяется по профилю концентрации для  $\eta_{ср}$ , найденному из уравнения

$$\frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} = \frac{1 - 4 \gamma_{cp}^{1,5}}{2,4 \gamma_{cp} (1 - \gamma_{cp}^{1,5})^{2,0} (\gamma_{cp} - \gamma'_{cp}) + (1 - 4 \gamma_{cp}^{1,5})(1 - \gamma_{cp}^{1,5})^{1,5}}$$

Условия на срезе сопла ( $u_{r0}$ ,  $u_{n0}$ ,  $i_{r0}$ ) берутся из расчета канального течения, среднемассовая энтальпия газа при этом определяется с учетом затрат на нагрев примеси по соотношению

$$i_{r0} = i_{r0} - \beta i_{n0} \quad (13)$$

Используя соотношения (1)-(13), можно определить энтальпию и скорость газа, скорость и концентрацию примеси во всем поле течения двухфазного плазменного потока в пределах канала сопла и начального участка струи, необходимые для оценки термического состояния частиц.

При расчете температуры и энтальпии примеси в пределах канала сопла и начального участка струи использовался метод кусочно-линейной аппроксимации, по которому траектория движения частицы примеси разбивается на достаточно большое количество шагов, чтобы в пределах каждого можно было считать постоянными температуру и скорость газа, концентрацию и скорость примеси.

Температура поверхности и центра частицы примеси в любой момент времени от начала теплового воздействия плазменного потока в общем случае может быть определена по формулам [4]:

$$t(\tau, r) = T_r + 2 [t(\tau, r) - T_r] \sum_{j=1}^{j=5} \frac{\sin \alpha_j - \alpha_j \cos \alpha_j}{\alpha_j - \sin \alpha_j \cos \alpha_j} \times e^{-\alpha_j^2 F_0} \quad (14)$$

$$t(\tau, c) = T_r + 2 [t(\tau, r) - T_r] \sum_{j=1}^{j=5} \frac{\sin \alpha_j - \alpha_j \cos \alpha_j}{\alpha_j - \sin \alpha_j \cos \alpha_j} e^{-\alpha_j^2 F_0} \quad (15)$$

Здесь  $t(\tau, r)$  и  $t(\tau, c)$  - начальная и конечная температура поверхности частицы на каждом шаге расчета;  $F_0 = \frac{\alpha_n \tau}{2z_n^2}$  - критерий Фурье;  $\alpha_n$  - температуропроводность материала;  $\tau = \frac{\Delta x}{u_n}$  - время нахождения частицы в пределах шага расчета;  $\Delta x$  - выбранный шаг расчета;  $T_r$  - температура газа;  $\alpha_j$  - корни трансцендентного уравнения  $\alpha \operatorname{ctg} \alpha = 1 - B_0$ ;  $B_0 = \frac{\alpha z_n}{\lambda}$  - критерий Бюо;  $\alpha = \frac{Nu \lambda_r}{2z_n}$  - коэффициент теплоотдачи;  $Nu$  - критерий Нусельта;  $\lambda$  - теплопроводность;  $z_n$  - радиус частицы.

В [5] для оценки теплоотдачи в потоке турбулентной плазмы предложена критериальная зависимость:

$$Nu = 0,5(1 + \sqrt{\varepsilon}) Re^{0,5} Pr^{0,4} (\rho_r \mu_r / \rho_{rn} \mu_{rn})^{0,2}, \quad (16)$$

где  $\varepsilon$  - степень турбулентности;  $Re = \frac{(u_r - u_n) d_n \rho_r}{\mu_r}$  - критерий Рейнольдса;  $Pr = \frac{\mu_r c_p}{\lambda_r}$  - критерий Прандтля;  $c_p$  - теплоемкость газа; индекс "ГП" относится к параметрам газа при температуре поверхности частицы примеси.

Согласно [5], влияние турбулентности может быть оценено эмпирической зависимостью

$$\alpha_T / \alpha_L = f(u_{rcp} / u_{roc}).$$

Здесь  $\alpha_T$  и  $\alpha_L$  - коэффициенты теплообмена в турбулентном и ламинарном потоках плазмы;  $u_{rcp}$  и  $u_{roc}$  - средняя по сечению и осевая скорости газа.

Зависимость (16) в этом случае принимает следующий вид:

$$Nu = 0,5 \frac{\alpha_T}{\alpha_L} Re^{0,5} Pr^{0,4} (\rho_r \mu_r / \rho_{rn} \mu_{rn})^{0,2}. \quad (17)$$

Для аргоновой плазменной струи при разных режимах истечения по нашим оценкам  $\alpha_T / \alpha_L \approx 1,5$ .

Энтальпия примеси на каждом шаге может быть определена по соотношению

$$i_n = c_n t_0 + \sum_{z=1}^{z=n} \frac{6 Nu \lambda_r [T_r - t(\tau, F)] \tau}{\rho_n u_n^2}, \quad (18)$$

где  $c_n$  - теплоемкость твердой примеси;  
 $t_0$  - начальная температура примеси.

В зависимости от параметров газа, размеров и теплопроводности частиц процесс их нагрева может протекать по-разному. Если  $Bi \ll 1$ , то температурный перепад по сечению частицы практически отсутствует; если  $Bi > 1$ , то температура поверхности и в центре частицы при малом времени теплового воздействия может существенно различаться.

Расчет нагрева частиц при  $Bi \ll 1$  целесообразно проводить в 3 этапа. На первом этапе расчет ведется от начальной температу-

ры до температуры плавления материала частицы. Второй этап характеризует плавление материала частицы при температуре плавления, энтальпия при этом оценивается по соотношению

$$i_{n1} = i_{n1} + \sum \frac{6Nu\lambda_r [T_r - t_{пл}] \tau}{\rho_n d_n^2}, \quad (19)$$

где  $i_{n1}$  - энтальпия частицы в конце первого этапа нагрева, определенная по соотношению (18);

$t_{пл}$  - температура плавления материала частицы.

Расчет ведется до

$$i_{n2} = i_{n1} + q^*,$$

где  $q^*$  - скрытая теплота плавления материала примеси. На третьем этапе по формулам (14), (18) рассчитываются температура и энтальпия частицы, теплопроводность, плотность и теплоемкость берутся для жидкого состояния материала примеси.

Расчет нагрева частиц при  $Bi > 1$  ведется по формулам (14), (15), (18). Расчет температуры и энтальпии в этом случае справедлив до момента достижения стадии плавления материала на поверхности частицы. При дальнейшем нагреве материал на поверхности и в центре частицы находится в различном агрегатном состоянии, а температура жидкой фазы продолжает возрастать. В связи с этим оценивание термического состояния частиц после достижения температуры плавления на поверхности проводится по их энтальпии. Погрешность, связанная с учетом стадии плавления (занижение энтальпии), не может быть значительной из-за большой разницы температуры плазмы и поверхности частицы.

Расчет термического состояния частиц примеси при движении в канале сопла, ядре струи и турбулентном слое смешения имеет свои особенности. Если при течении в канале и ядре допускается прямолинейность линий тока (а, следовательно, траекторий движения частиц) и их параллельность оси сопла, то с внутренней границы струи следует рассматривать уже движение частиц по расходящимся траекториям, имеющим полюс на оси канала. Связь между точками, принадлежащими одной и той же траектории в слое смешения, устанавливается зависимостью:

$$y_f(x) = \frac{y_f(x-1) y_2(x)}{y_2(x-1)}, \quad (20)$$

где индекс  $f$  характеризует принадлежность к траектории, а  $\lambda$  - порядок расположения сечений от среза сопла. Началом каждой траектории в слое смешения при расчете кусочно-линейным методом служит точка пересечения перпендикуляра к оси на каждом шаге расчета с внутренней границей струи. В безразмерных координатах - уравнение (20) запишется:

$$\varphi_f(z) = \frac{1 - \frac{y_p(z-1)}{y_2(z-1)}}{1 - \frac{y_1(z)}{y_2(z)}} \quad (21)$$

Но  $\varphi_f(x)$  легко определяются и соответствующие профилям параметры течения в каждой точке слоя смешения.

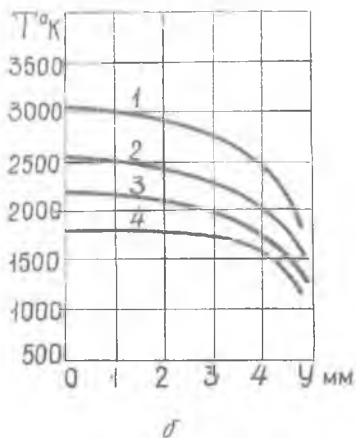
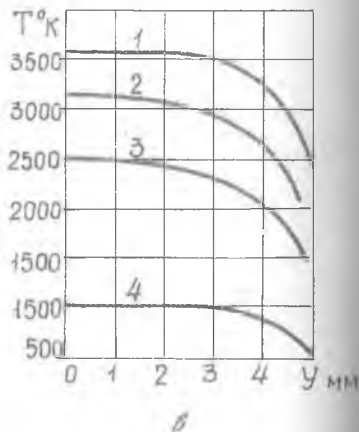
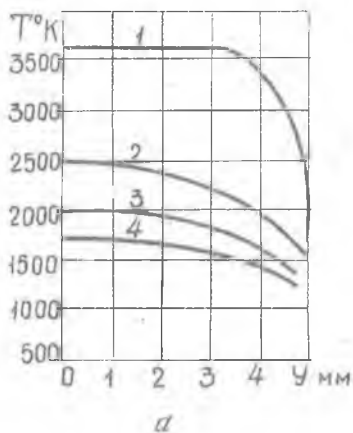
Расчет ведется до конца начального участка струи вычислением преднемассовых значений энтальпии и скорости примеси:

$$w_{fH} = \frac{\int_0^{y_{2H}} u_{ny} \varphi_{ny} y dy}{\int_0^{y_{2H}} \varphi_{ny} y dy} \quad (22)$$

$$u_{fH} = \frac{\int_0^{y_{2H}} u_{ny} \varphi_{ny} y dy}{\int_0^{y_{2H}} \varphi_{ny} y dy} \quad (23)$$

Здесь  $\varphi_n = \rho_n u_n$  - удельный весовой расход примеси, индекс  $y$  относится к текущим значениям параметров по радиусу обтекания струи,  $H$  указывает на принадлежность к сечению в конце начального участка ( $y_H = 0$ ).

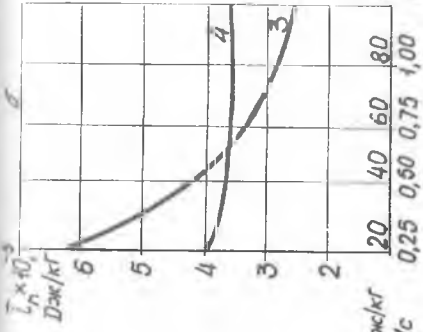
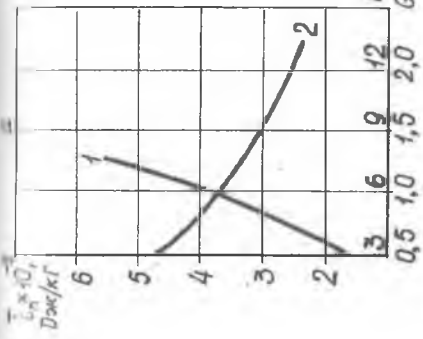
По изложенной методике составлена программа расчета для ИИМ "БЭСМ-4" и проведено расчетное исследование влияния начальных параметров плазменного потока с примесью на нагрев и ускорение инпильяемого материала. Изменялись энтальпия плазменного потока, расход плазмообразующего газа, весовой расход примеси, дисперсность примеси, расстояние от места ввода ее в канал до среза сопла, материал примеси; плазмообразующий газ - аргон, примесь - вольфрам и окись алюминия, сопло цилиндрическое, диаметром 6 мм. Диапазон изменения начальных параметров: энтальпия  $h_{гв}^*$  - от  $4 \cdot 10^6$  до  $8 \cdot 10^6$  Дж/кг; расход аргона  $G_r$  - от  $0,5 \cdot 10^{-3}$  до  $2,0 \cdot 10^{-3}$  кг/с; весовой расход примеси  $\bar{G}$  - от 0,25 до 1,5; дисперсность примеси  $d_n$  - от  $20 \cdot 10^{-6}$  до  $110 \cdot 10^{-6}$  м; расстояние от места ввода примеси до среза сопла  $x_0$  - от  $3 \cdot 10^{-3}$  до  $9 \cdot 10^{-3}$  м.



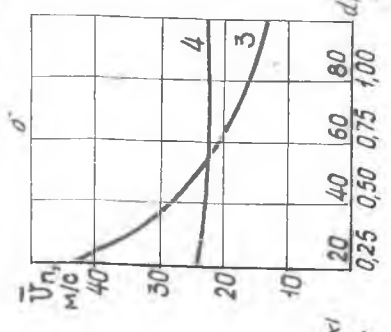
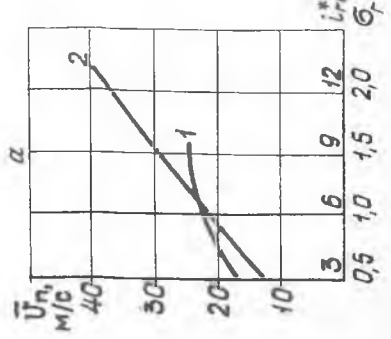
Р и с.1. Профили распределения температуры частиц вольфрама на сечении плазменной струи в конце начального участка: а - в зависимости от дисперсности примеси ( $d_n$ : 1- $20 \cdot 10^{-6}$ , 2- $50 \cdot 10^{-6}$ , 3- $80 \cdot 10^{-6}$ , 4- $110 \cdot 10^{-6}$  м;  $G_r = 1 \cdot 10^{-3}$  кг/с;  $i_{гв} = 6 \cdot 10^6$  Дж/кг); б - в зависимости от энтальпии плазменной струи ( $i_{гв}$ : 1- $8 \cdot 10^6$ , 2- $7 \cdot 10^6$ , 3- $6 \cdot 10^6$ , 4- $3 \cdot 10^6$  Дж/кг); в - в зависимости от расхода аргона ( $G_r$ : 1- $0,5 \cdot 10^{-3}$ , 2- $1 \cdot 10^{-3}$ , 3- $1,5 \cdot 10^{-3}$ , 4- $2,0 \cdot 10^{-3}$  кг/с;  $i_{гв} = 6 \cdot 10^6$  Дж/кг;  $d_n = 50 \cdot 10^{-6}$  м).

На рис. 1-3 представлены результаты расчета, из которых видно, что наиболее существенное влияние на нагрев и ускорение напыляемого материала оказывает энтальпия плазменной струи, расход аргона, дисперсность примеси, траектория движения частиц.





**Р и с.2. Зависимость**  
 средней скорости частиц  
 вольфрама в конце началь-  
 ного участка струи от на-  
 чального условия истече-  
 ния: а - от эн-  
 тальпии струи (1) и рас-  
 хода аргона (2);  $d_n =$   
 $= 50 \cdot 10^{-6}$  м;  $\theta = 1$ ;  $i_{rB} =$   
 $= 1,0 \cdot 10^{-5}$  кг/с;  $2 - i_{rB} =$   
 $= 6 \cdot 10^6$  Дж/кг;  $\theta = 1$  - от дис-  
 персности (3) и расхода  
 примеси (4);  $i_{rB} = 1,0 \cdot 10^{-5}$   
 кг/с;  $3 - G_r = 1$ ;  $4 - d_n =$   
 $= 50 \cdot 10^{-6}$  м)



**Р и с.3. Зависимость** средне-  
 массовой скорости частиц  
 вольфрама в конце началь-  
 ного участка струи от на-  
 чальных условий истече-  
 ния: а - от эн-  
 тальпии струи (1) и расхода ар-  
 гона (2);  $d_n = 50 \cdot 10^{-6}$  м  
 $\theta = 1$ ;  $i_{rB} = 1,0 \cdot 10^{-5}$  кг/с;  
 2 -  $i_{rB} = 6 \cdot 10^6$  Дж/кг;  $\theta =$   
 от дисперсности (3) и  
 расхода примеси (4);  $i_{rB} =$   
 $= 1,0 \cdot 10^{-5}$  кг/с;  
 3 -  $G_r = 1$ ; 4 -  $d_n =$   
 $= 50 \cdot 10^{-6}$  м)

## Л и т е р а т у р а

1. Кудин В.В. Плазменные покрытия. М., "Наука", 1977, с. 184.
2. Сивиркин В.Ф., Китаев Ф.И., Лекарев Ю.Г. Исследование начального участка турбулентной плазменной струи с примесью твердых частиц. Газодинамика, междувузовский сборник, вып. 3. Куйбышев, 1976, с. 58-66.
3. Горбис З.Р. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков. М., "Энергия", 1970, с. 424.
4. Китаев Ф.И. Основы теории теплообмена. Новосибирск, "Наука", 1970, с. 660.
5. Физика и техника низкотемпературной плазмы. По ред. Дресвиной, С.В. М., Атомиздат, 1972, с. 372.

УДК 621.793.7

Ф.И.Китаев, А.Г.Цидулко, В.Н.Литвиненко, В.М.Русанов,  
А.В.Шавкунов, С.С.Димиков, В.М.Сергеев

### ПОКРЫТИЕ ИЗ ТЕРМОРЕАГИРУЮЩЕГО $Ni-Ar$ ПОРОШКА, ЛЕГИРОВАННОГО ТУГОПЛАВКИМИ МЕТАЛЛАМИ

Применение покрытия НА67 на основе алуминидов никеля, получаемого плазменным напылением терморезирующего  $Ni-Ar$  порошка, позволило успешно решить задачу защиты и восстановления ряда деталей ГТД, изготовленных из жаропрочных никелевых сплавов. В то же время, анализ условий эксплуатации деталей ГТД показывает, что долговечность покрытия во многих случаях зависит от диффузионных процессов на границе покрытие - подложка и в слое покрытия. Подобно процессам, происходящим при работе алитированных слоев, диффузия алюминия на внешнюю границу покрытия, его окисление и унос, а также через границу покрытие - подложка в массу подложки (детали) приводит к обеднению покрытия алюминием, к потере его жаростойкости и снижению защитных функций [1]. С другой стороны, встречная диффузия легирующих примесей из подложки в покрытие обуславливает снижение прочностных характеристик поверхностного слоя подложки и снижение ее жаропрочности [2]. Таким образом, необходимость торможения диффузионных процессов при длительной службе и высокой температуре эксплуатации плазменных покрытий очевидна, несмотря на их большую толщину по сравнению с алитированными слоями и наличие окисных включений, тормозящих диффузионные процессы