ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2022, том 60, № 6, с. 916–921

УДК 536.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ НАНЕСЕНИИ ПОЛУПРОЗРАЧНОГО ПОКРЫТИЯ НА ОХЛАЖДАЕМУЮ КРИВОЛИНЕЙНУЮ ПОДЛОЖКУ

© 2022 г. Г. Н. Кувыркин, И. Ю. Савельева, А. В. Журавский*

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

**E-mail: zhuravskii_a@bmstu.ru*

Поступила в редакцию 13.05.2021 г.
После доработки 10.06.2021 г.
Принята к публикации 28.09.2021 г.

Построена модель теплообмена при осаждении полупрозрачного материала на охлаждаемую криволинейную подложку. В модели учтены все основные теплофизические процессы: конвективный теплообмен, тепло- и массоперенос при осаждении частиц на подложку, а также теплообмен излучением с учетом оптических свойств наносимого полупрозрачного покрытия. Для разработанной математической модели приведено численное решение, позволяющее получить распределение температуры по толщине подложки и покрытия в любой момент времени. Представлены и проанализированы результаты численного расчета с использованием построенного вычислительного алгоритма. Выявлено влияние формы подложки и скорости осаждения на распределение температуры в покрытии. Показана зависимость температуры наращиваемого покрытия от его оптических характеристик. Проведено сравнение результатов моделирования с известными экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0040364422020120

ВВЕДЕНИЕ

Газофазное осаждение является одной из аддитивных технологий и представляет собой нанесение покрытия на охлаждаемую поверхность путем осаждения материала покрытия из газовой фазы в результате физических или химических процессов [1]. Процесс газофазного осаждения проводится в вакууме или в атмосфере рабочего газа при достаточно низком давлении. По сравнению с традиционными методами нанесения покрытий газофазное осаждение обладает такими преимуществами, как возможность изготовления изделий произвольно сложной формы без создания специальной технологической оснастки и эффективность использования осаждаемого сырья. Изначально метод применялся для осаждения чистых металлов из их паров в вакууме. В настоящее время метод получил широкое развитие и активно используется для нанесения покрытий различной структуры, в том числе и многослойной. Важно отметить, что физические свойства полученных композиций существенно отличаются как от характеристик исходных материалов [2], так и от характеристик покрытий, наносимых традиционными методами. Газофазный метод позволяет получать материалы и покрытия без структурных дефектов, которые оказывают значительное влияние на теплофизические характеристики, как показано в работе [3]. Поэтому технология газофазного осаждения получила широкое распространение в тех отраслях промышленности, в которых требуется нанесение максимально однородных и качественных покрытий.

Одной из важных областей применения газофазных методов является нанесение различных оптических пленок, так как высокая однородность получаемых покрытий позволяет свести к минимуму их дефекты. В работах [4, 5] рассмотрено химическое осаждение из паровой фазы тонких пленок оксида цинка, проведено исследование оптических свойств полученных покрытий различными методами. Многие работы посвящены исследованию теплообмена в полученных, в том числе и газофазным методом, многослойных композитах. В [6] изучены тепловые процессы в многослойном композите с учетом анизотропии материала. В [7] температурное состояние многослойного композита рассмотрено с учетом сложного теплообмена на свободной границе. Моделированию и анализу процессов осаждения посвящены работы [8–10]. В [8] исследуются свойства полученных магнетронным напылением покрытий. В [9] рассмотрено формирование металлических кластеров при осаждении из паровой фазы. В [10] представлен процесс осаждения покрытия, проведено сравнение теоретических данных с результатами эксперимента.

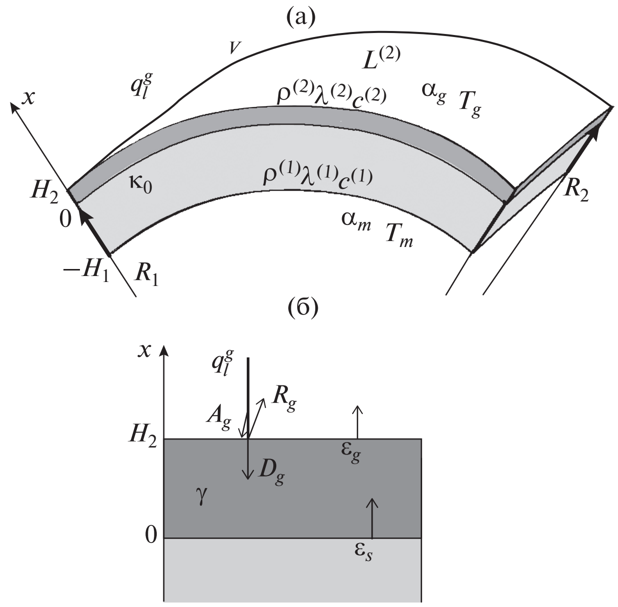

Рис. 1. Наращиваемая криволинейная подложка толщиной H_1, на которую наносится покрытие толщиной H_2 – (а) и (б) – излучение газа, падающее на поверхность подложки (поглощенное, пропущенное, отраженное), и излучение подложки.

Свойства полученных газофазным методом покрытий зависят не только от свойств исходных материалов, но и от условий нанесения. Оптические и механические характеристики полученных изделий могут существенно отличаться в зависимости от метода и условий осаждения. Поэтому возникает необходимость в создании новых математических моделей, описывающих процесс газофазного осаждения с учетом всех наиболее существенных особенностей процесса.

Во многих работах этого направления, как правило, не учтены особенности теплообмена газа с поверхностью, в то время как температура поверхности, на которой происходит осаждение, является одним из основополагающих факторов, определяющих структуру пленки. В работе [11] приведены граничные условия, наиболее полно соответствующие реальному процессу осаждения на криволинейную подложку для локальной модели теплопроводности. В [12] учтено влияние диффузионных процессов на распределение температуры в подложке. В данной работе составлена математическая модель осаждения на подложку полупрозрачного покрытия и рассмотрено влияние оптических свойств материала на распределение температуры.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривается криволинейная подложка (рис. 1) толщиной H_1 и главными радиусами кривизны поверхности R_1, R_2, на поверхность которой осаждается из газовой фазы полупрозрачный материал с постоянной скоростью v, создавая покрытие толщиной $H_2 = H_2(t) = vt$. Принято допущение о постоянстве температур газа T_m и охлаждающей среды T_g.

Вводится криволинейная ортогональная система координат так, чтобы ось Ox была направлена по нормали к поверхности подложки. Начало координат $x = 0$ соответствует внешней поверхности подложки в начальный момент времени.

На внутренней поверхности подложки $x = -H_1$ происходит конвективный теплообмен с охлаждающей средой. На внешней поверхности $x = H_2(t)$ из-за высокой температуры газа необходимо помимо конвективного теплообмена и тепло- и массопереноса учитывать теплообмен излучением, причем излучает как газ, так и поверхность, на которую осаждается материал. Так как наносимое покрытие является полупрозрачным, то излучение газа q_l^g, падающее на подложку, распадается на поглощенное, пропущенное и отраженное с коэффициентами A_g, D_g, R_g соответственно, причем $A_g + D_g + R_g = 1$. В силу принятых допущений переизлучение, связанное с отражением теплового потока в газовую среду, не учитывается.

Принимается гипотеза идеального теплового контакта между подложкой и полупрозрачным покрытием, имеющими, в общем случае, различную теплопроводность $\lambda^{(k)}$ ($k = 1$ для подложки, $k = 2$ для покрытия). В точке контакта также необходимо учесть излучение материала подложки $\varepsilon_s\sigma_0 T_c^4$ в полупрозрачную среду. Здесь ε_s – коэффициент излучения подложки; $T_c = T_c(t) = T(t, 0)$ – температура в точке контакта.

Для тонкостенной подложки справедливо уравнение теплопроводности [13]

$$c^{(k)}\rho^{(k)}\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial q^{(k)}}{\partial x} - 2\kappa(x)q^{(k)}, \qquad (1)$$

где $c^{(k)}$ – удельная массовая теплоемкость, $\rho^{(k)}$ – плотность, $T = T(t, x)$ – температура, t – время, x – координата, $q^{(k)}$ – проекция вектора плотности теплового потока на ось Ox.

Уравнение (1) справедливо для материала подложки ($k = 1$) и наносимого покрытия ($k = 2$) при условии, что толщина подложки значительно меньше радиуса кривизны $H_1 \ll |1/\kappa(x)|$. В этом случае можно принять среднюю кривизну эквидистантного сечения подложки постоянной по толщине:

$$\kappa(x) \approx \kappa(0) = \kappa_0 = (1/R_1 + 1/R_2)/2. \qquad (2)$$

Тепловой поток в подложке находится по закону Фурье

$$q^{(1)} = -\lambda^{(1)} \frac{\partial T}{\partial x}. \qquad (3)$$

В тепловом потоке в полупрозрачном покрытии учитываются теплопроводность и лучистый тепловой поток, который изменяется по толщине покрытия по закону Бугера [14], причем излучает как газ, так и поверхность подложки:

$$q^{(2)} = -\lambda^{(2)} \frac{\partial T}{\partial x} - D_g q_l^g \exp\left(-\gamma(H_2 - x)\right) + \\ + \varepsilon_s \sigma_0 T_c^4 \exp\left(-\gamma x\right), \qquad (4)$$

где γ – показатель поглощения полупрозрачного покрытия.

Учитывая (1)–(4), получаем уравнения теплопроводности для подложки и покрытия

$$\begin{cases} c^{(1)}\rho^{(1)} \dfrac{\partial T}{\partial t} = \dfrac{\partial}{\partial x}\left(\lambda^{(1)} \dfrac{\partial T}{\partial x}\right) + 2\kappa_0 \left(\lambda^{(1)} \dfrac{\partial T}{\partial x}\right); \\ x \in (-H_1, 0); \;\; c^{(2)}\rho^{(2)} \dfrac{\partial T}{\partial t} = \\ = \dfrac{\partial}{\partial x}\left(\lambda^{(2)} \dfrac{\partial T}{\partial x} + D_g q_l^g \exp\left(-\gamma(H_2 - x)\right) - \right. \\ \qquad \left. - \; \varepsilon_s \sigma_0 T_c^4 \exp\left(-\gamma x\right)\right) + \\ + \; 2\kappa_0 \left(\lambda^{(2)} \dfrac{\partial T}{\partial x} + D_g q_l^g \exp\left(-\gamma(H_2 - x)\right) - \right. \\ \left. - \; \varepsilon_s \sigma_0 T_c^4 \exp\left(-\gamma x\right)\right); \;\; x \in (0, H_2). \end{cases} \qquad (5)$$

Для системы (5) условие теплового контакта представляется в виде

$$\begin{cases} T(t, 0-0) = T(t, 0+0); \\ \lambda^{(1)} \dfrac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=0-0} = \\ = \left(\lambda^{(2)} \dfrac{\partial T(x)}{\partial x} + D_g q_l^g \exp\left(-\gamma H_2\right) - \varepsilon_s \sigma_0 T_c^4\right)\Big|_{x=0+0}. \end{cases} \qquad (6)$$

Граничные условия:

$$\begin{cases} \lambda^{(1)} \dfrac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=-H_1} = \alpha_m \left(T(t, -H_1) - T_m\right); \\ \lambda^{(2)} \dfrac{\partial T(x)}{\partial x}\Big|_{x=H_2} = \alpha_g \left(T_g - T(t, H_2)\right) - \\ - \; \varepsilon_g \sigma_0 T^4 (t, H_2) + A_g q_l^g + \\ + \; c^{(2)}\rho^{(2)} v \left(T_g - T(t, H_2)\right) + \rho^{(2)} v L^{(2)}, \end{cases} \qquad (7)$$

где ε_g – коэффициент излучения покрытия; $L^{(2)}$ – удельная теплота фазового перехода для осаждаемого вещества; α_g, α_m – коэффициенты конвективного теплообмена газа с поверхностью подложки и подложки с охлаждающей средой.

Распределение температуры в подложке в начальный момент времени можно получить решением стационарного уравнения теплопроводности для неподвижных границ при отсутствии осаждения вещества:

$$\begin{cases} \dfrac{d}{dx}\left(\lambda^{(1)} \dfrac{dT_0}{dx}\right) + 2\kappa_0 \lambda^{(1)} \dfrac{dT_0}{dx} = 0; \;\; x \in (-H_1, 0); \\ \lambda^{(1)} \dfrac{dT_0}{dx}\Big|_{x=-H_1} = \alpha_m \left(T_0(-H_1) - T_m\right); \\ \lambda^{(2)} \dfrac{dT_0}{dx}\Big|_{x=0} = \alpha_g \left(T_g - T_0(0)\right) - \varepsilon_g \sigma_0 T_0^4 (0) + A_g q_l^g. \end{cases} \qquad (8)$$

В результате решения системы (8) получается начальное распределение температуры $T_0(x)$ в подложке.

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Численный алгоритм решения уравнения теплопроводности (5) с граничными условиями (6), (7) построен с использованием интегро-интерполяционного метода [15–17]. Сетка по пространству вводится таким образом, что за каждый промежуток времени τ на внешнюю сторону подложки наносится слой вещества толщиной $h_2 = v\tau$:

$$\omega_h = \{x_i = -H + ih_1, \; i = 0 \ldots N_1, \; h_1 = H/N_1; \\ x_i = (i - N_1) h_2, \; i = N_1 + 1 \ldots N_1 + N_2, \; h_2 = v\tau\}.$$

Проинтегрируем первое уравнение системы (5) на отрезке $[x_{i-1/2}, x_{i+1/2}]$ по пространству и $[t_j, t_{j+1}]$ по времени (здесь $t_{j+1} - t_j = \tau$). Перейдем от непрерывной функции $T(t, x)$ к сеточной u_i^j. Введем обозначения $u = u_i^j$, $\hat{u} = u_i^{j+1}$, $\hat{u}_+ = u_{i+1}^{j+1}$, $\hat{u}_- = u_{i-1}^{j+1}$. Обозначим $u_c = u_{N_1}^j$ и $u_g = u_{N_1+N_2}^j$ температуру контакта двух сред и температуру внешней поверхности покрытия, контактирующей с газовой средой, соответственно. Толщина покрытия вычисляется на каждом шаге по формуле $H_2 = v\tau N_\tau$, (N_τ – число шагов по времени).

После интегрирования первого уравнения системы (5) получаем

$$c^{(1)}\rho^{(1)} \frac{\hat{u}_i - u_i}{\tau} h_1 = \\ = \left(\lambda^{(1)} \frac{\hat{u}_+ - \hat{u}}{h_1} - \lambda^{(1)} \frac{\hat{u} - \hat{u}_-}{h_1}\right)_i + 2\kappa_0 \lambda^{(1)} \left(\frac{\hat{u}_+ - \hat{u}_-}{2}\right)_i.$$

Второе уравнение системы (5) имеет следующий разностный аналог:

$$c^{(2)}\rho^{(2)}\frac{\hat{u}_i - u_i}{\tau}h_2 = \lambda^{(2)}\left(\frac{\hat{u}_+ - \hat{u}}{h_2}\right)_i - \lambda^{(2)}\left(\frac{\hat{u} - \hat{u}_-}{h_2}\right)_i + D_g q_l^g \times$$
$$\times\left(\exp\left(-\gamma\left(H_2 - x_{i+1/2}\right)\right) - \exp\left(-\gamma\left(H_2 - x_{i-1/2}\right)\right)\right) - \varepsilon_s\sigma_0\hat{u}_c^{\,4}\left(\exp\left(-\gamma x_{i+1/2}\right) - \exp\left(-\gamma x_{i-1/2}\right)\right) +$$
$$+ 2\kappa_0\left(\lambda^{(2)}\left(\frac{\hat{u}_+ - \hat{u}_-}{2}\right) + \left(D_g q_l^g \exp\left(-\gamma\left(H_2 - x_i\right)\right) - \varepsilon_s\sigma_0\hat{u}_c^{\,4}\exp\left(-\gamma x_i\right)\right)h_2\right).$$

Данная разностная схема является нелинейной из-за слагаемого, содержащего $\hat{u}_c^4$. Для упрощения численных расчетов разностную схему можно линеаризовать следующим образом [14]:

$$\hat{u}_c^{\,4} \approx u_c^4 + 4u_c^3\left(\hat{u}_c - u_c\right) = u_c^4 + 4u_c^3\hat{u}_c - 4u_c^4 = u_c^3\left(4\hat{u}_c - 3u_c\right). \qquad (9)$$

Такая линеаризация применима на поздних этапах расчета, когда температура выходит на стационарное значение и слабо зависит от времени. На начальных этапах обычно требуется построение внутреннего итерационного процесса.

Аппроксимация условия идеального теплового контакта [16] такова:

$$\left(c^{(1)}\rho^{(1)}\frac{h_1}{2} + c^{(2)}\rho^{(2)}\frac{h_2}{2}\right)\frac{\hat{u}_{N_1} - u_{N_1}}{\tau} = \lambda^{(2)}\left(\frac{\hat{u}_+ - \hat{u}}{h_2}\right)_{N_1} - \lambda^{(1)}\left(\frac{\hat{u} - \hat{u}_-}{h_1}\right)_{N_1} + D_g q_l^g \exp\left(-\gamma\left(H_2 - x_{N_1+1/2}\right)\right) -$$
$$- \varepsilon_s\sigma_0\hat{u}_c^{\,4}\exp\left(-\gamma x_{N_1+1/2}\right) + 2\kappa_0\left(\lambda^{(1)}\left(\frac{\hat{u} - \hat{u}_-}{2}\right)_{N_1} + \lambda^{(2)}\left(\frac{\hat{u}_+ - \hat{u}}{2}\right)_{N_1} + \left(D_g q_l^g \exp\left(-\gamma H_2\right) - \varepsilon_s\sigma_0\hat{u}_c^{\,4}\right)\frac{h_2}{2}\right). \qquad (10)$$

Аппроксимация левого граничного условия:

$$c^{(1)}\rho^{(1)}\frac{\hat{u}_0 - u_0}{\tau}\frac{h_1}{2} = \left(\lambda^{(1)}\frac{\hat{u}_1 - \hat{u}_0}{h_1} - \alpha_m\left(\hat{u}_0 - T_m\right)\right) + 2\kappa_0\lambda^{(1)}\frac{\hat{u}_1 - \hat{u}_0}{2}.$$

При построении разностной схемы для аппроксимации правого граничного условия важно обратить внимание на две сложности: нелинейность по температуре из-за учета излучения подложки и движение границы покрытия:

$$c^{(2)}\rho^{(2)}\frac{\hat{u}_{N_1+N_2} - u_g}{\tau}\frac{h_2}{2} = \alpha_g\left(T_g - \hat{u}_{N_1+N_2}\right) - \varepsilon_g\sigma_0\hat{u}_g^{\,4} + A_g q_l^g + c^{(2)}\rho^{(2)}v\left(T_g - \hat{u}_{N_1+N_2}\right) -$$
$$- \lambda^{(2)}\left(\frac{\hat{u} - \hat{u}_-}{h_2}\right)_{N_1+N_2} + 2\kappa_0\lambda^{(2)}\left(\frac{\hat{u} - \hat{u}_-}{2}\right)_{N_1+N_2} + D_g q_l^g\left(1 - \exp\left(-\gamma\left(H_2 - x_{N_1+N_2-1/2}\right)\right)\right) -$$
$$- \varepsilon_s\sigma_0\hat{u}_c^{\,4}\left(\exp\left(-\gamma H_2\right) - \exp\left(-\gamma x_{N_1+N_2-1/2}\right)\right) + 2\kappa_0\left(\lambda^{(2)}\left(\frac{\hat{u} - \hat{u}_-}{2}\right)_{N_1+N_2} + \left(D_g q_l^g - \varepsilon_s\sigma_0\hat{u}_c^{\,4}\exp\left(-\gamma H_2\right)\right)\frac{h_2}{2}\right). \qquad (11)$$

В нелинейных слагаемых $\hat{u}_c^4$ в формулах (10), (11) используется приближение (9).

В качестве $\hat{u}_g^4$ можно взять приближение, аналогичное приближению (9):

$$\hat{u}_g^{\,4} \approx u_{N_1+N_2-1}^4 + 4u_{N_1+N_2-1}^3\left(\hat{u}_g - u_{N_1+N_2-1}\right) = u_{N_1+N_2-1}^3\left(4\hat{u}_g - 3u_{N_1+N_2-1}\right).$$

В растущей сетке на предыдущем временном слое не существует точки $u_g = u_{N_1+N_2}$, поэтому любой вариант выбора соответствующей точки в формуле (11) приведет к появлению условной аппроксимации. Так, выбор $u_g = u_{N_1+N_2-1}$ приведет к появлению в порядке аппроксимации члена вида $O(h_2/\tau) = O(v)$. Если в качестве u_g взять $2u_{N_1+N_2-1} - u_{N_1+N_2-2}$ или $3u_{N_1+N_2-1} - 3u_{N_1+N_2-2} + u_{N_1+N_2-3}$, то к порядку аппроксимации добавятся слагаемые $O\left(h_2^2/\tau\right) = O\left(h_2 v\right)$ или $O\left(h_2^3/\tau\right) = O\left(h_2^2 v\right)$ соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим задачу осаждения покрытия оксида цинка на стальную подложку. Исходные данные задачи [18, 19]:

$$\rho^{(1)} = 7800\ \text{кг/м}^3,\quad \rho^{(2)} = 5600\ \text{кг/м}^3;$$
$$c^{(1)} = 460\ \text{Дж/(кг К)},\quad c^{(2)} = 500\ \text{Дж/(кг К)};$$
$$\lambda^{(1)} = 22.4\ \text{Вт/(м К)},\quad \lambda^{(2)} = 54.0\ \text{Вт/(м К)};$$
$$\kappa_0 = 1\ \text{м}^{-1};\quad \alpha_m = 53\ \text{Вт/}\left(\text{м}^2\ \text{К}\right),$$
$$\alpha_g = 72\ \text{Вт/}\left(\text{м}^2\ \text{К}\right);\quad H_1 = 0.005\ \text{м},$$
$$v = 10^{-7}\ \text{м/с},\quad L^{(2)} = 2\times 10^6\ \text{Дж/кг},$$
$$q_l^g = 4\times 10^4\ \text{Вт/м}^2;\ T_m = 300\ \text{K},\quad T_g = 1400\ \text{K};$$
$$\varepsilon_g = 0.3,\quad D_g = 0.9,$$
$$A_g = 0.1,\quad \gamma = 10^3\text{м}^{-1},\quad \varepsilon_s = 0.3.$$

На рис. 2 представлено распределение температуры в подложке при различных значениях средней кривизны. Результаты численного расчета показы-

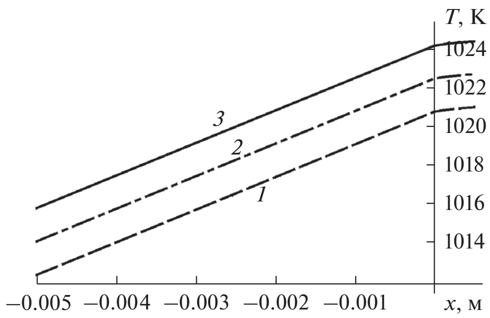

Рис. 2. Распределение температуры по толщине подложки на момент времени $t = 5 \times 10^3$ с при различной средней кривизне: *1* – $\kappa_0 = -1$ м, *2* – 0, *3* – 1.

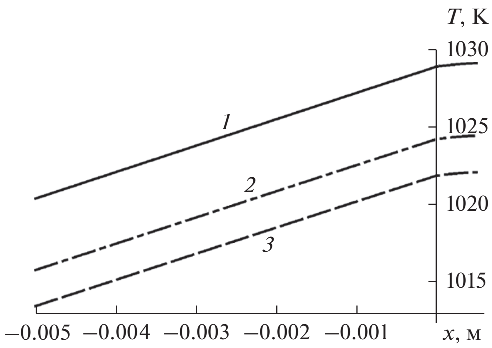

Рис. 3. Распределение температуры по толщине подложки для различных скоростей осаждения: *1* – $v = 2 \times 10^{-7}$ м/с, $t = 2.5 \times 10^3$ с; *2* – 10^{-7}, 5×10^3; *3* – 5×10^{-8}, 10^4.

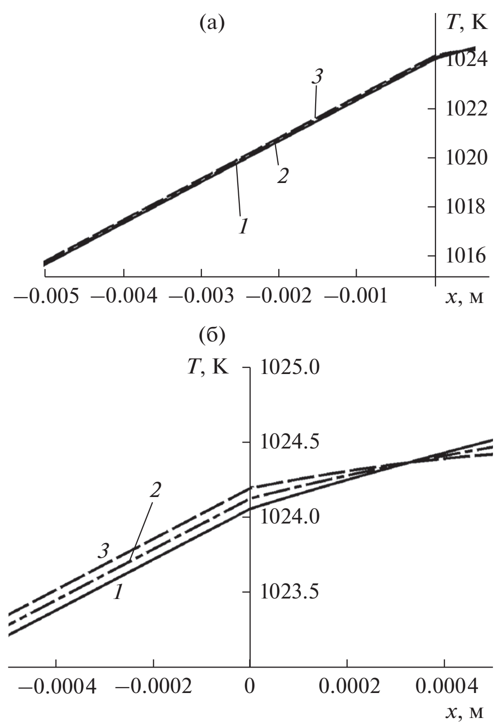

Рис. 4. Распределение температуры по толщине подложки (а) при различных коэффициентах пропускания и поглощения ($A_g = 1 - D_g$): *1* – $D_g = 0.1$, *2* – 0.5, *3* – 0.9; (б) – увеличенный фрагмент графика.

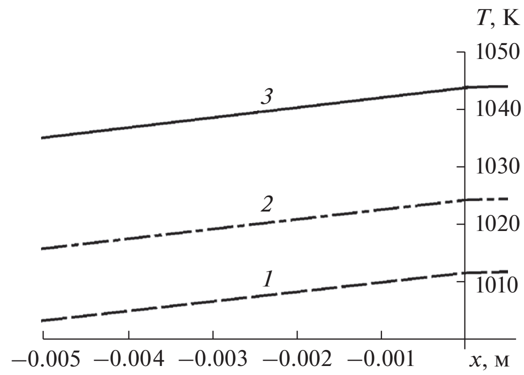

Рис. 5. Распределение температуры по толщине подложки при различных значениях натурального показателя поглощения покрытия: *1* – $\gamma = 5 \times 10^2$ м$^{-1}$, *2* – 10^3, *3* – 2×10^3.

вают, что температура в подложке возрастает с увеличением положительной средней кривизны κ_0.

На рис. 3 приведена зависимость температуры подложки и покрытия от различных скоростей осаждения v. Из графика видно, что большая скорость наращивания приводит к существенному увеличению температуры во всей заготовке.

Рассмотрим влияние оптических характеристик материала осаждаемого покрытия на распределение температуры.

На рис. 4 показано значение температуры в подложке при различных значениях коэффициентов пропускания D_g и поглощения A_g теплового излучения газовой среды. Градиент температуры в покрытии уменьшается с увеличением коэффициента пропускания. Можно сделать вывод, что полупрозрачное покрытие благодаря теплообмену излучением нагревается равномернее.

На рис. 5 показано значение температуры в подложке при различных значениях натурального показателя поглощения покрытия. Как видно из рисунка, большему показателю поглощения соответствует более высокая температура покрытия.

Рис. 6 демонстрирует результаты расчета для различных коэффициентов излучения подложки.

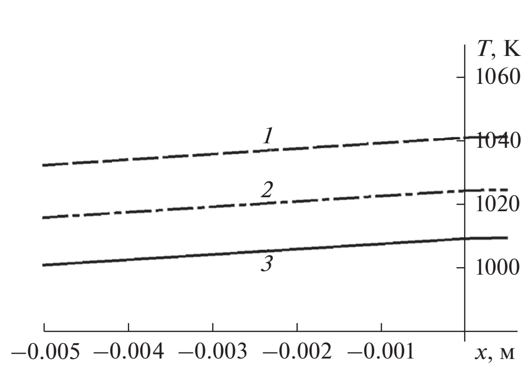

Рис. 6. Распределение температуры по толщине подложки при различных значениях коэффициента излучения подложки: *1* – $\varepsilon_s = 0.2$, *2* – 0.3, *3* – 0.4.

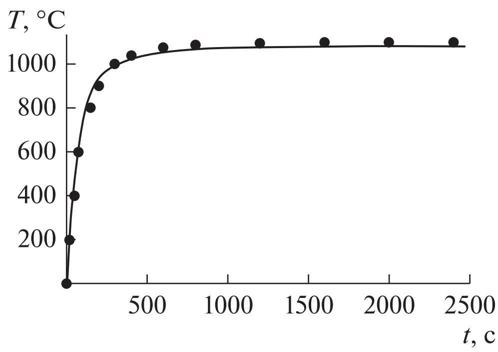

Рис 7. Температура поверхности покрытия YSZ на подложке из Inconel 718; точки – экспериментальные результаты из [20].

Увеличение интенсивности излучения подложки приводит к уменьшению температуры подложки. Оптические характеристики материала подложки также оказывают существенное влияние на распределение температуры.

В заключение приводится сравнение результатов численного моделирования с известными экспериментальными данными. На рис. 7 представлены результаты моделирования нанесения покрытия YSZ (иттрий-стабилизированного диоксида циркония) на подложку из Inconel 718 (никель-хромового сплава). Показана температура подвижной границы покрытия ($x = vt$) в различные моменты времени. Результаты численного моделирования согласуются с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Температурное поле в подложке, на которую наносится полупрозрачное покрытие, зависит от геометрии подложки, скорости осаждения, а также от термодинамических и оптических свойств материалов покрытия и подложки. Различные доли пропускаемого и поглощаемого излучения влияют на перепад температуры в покрытии. Показатель поглощения излучения оказывает существенное влияние на распределение температуры в покрытии и подложке. Излучение подложки также существенно влияет на результаты расчетов.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 19-38-90178 и в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования РФ (проект 0705-2020-0032).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Андриевский Р.А., Рагуля А.В.* Наноструктурные материалы. М.: Академия, 2005. 192 с.
2. *Пул Ч., Оуэнс Ф.* Нанотехнологии. М.: Техносфера, 2005. 336 с.
3. *Лугуева Н.В., Лугуев С.М.* Влияние дефектов структуры на теплопроводность поликристаллов ZnS, ZnSe, CdTe // ТВТ. 2004. Т. 42. № 1. С. 58.
4. *Nebatti A., Pflitsch C., Curdts B., Atakan B.* Using the Acetylacetonates of Zinc and Aluminium for the Metalorganic Chemical Vapour Deposition of Aluminium Doped Zinc Oxide Films // Mater. Sci. Semicond. Proc. 2015. V. 39. P. 467.
5. *Romero-Gómez P., Toudert J., Sánchez-Valencia J.R., Borrás A., Barranco A., Gonzalez-Elipe A.R.* Tunable Nanostructure and Photoluminescence of Columnar ZnO Films Grown by Plasma Deposition // J. Phys. Chem. C. 2010. V. 114. № 49. P. 20932.
6. *Формалев В.Ф., Колесник С.А., Чипашвили А.А.* Численное моделирование теплопереноса в анизотропных телах с разрывными характеристиками // Матем. моделирование. 2004. Т. 16. № 5. С. 94.
7. *Формалев В.Ф., Колесник С.А., Миканев С.В.* Моделирование теплового состояния композиционных материалов // ТВТ. 2003. Т. 41. № 6. С. 935.
8. *Костановский А.В., Пронкин А.А., Кириченко А.Н.* Формирование тонкой пленки, содержащей α-карбин, при магнетронном распылении графитовой мишени и воздействии внешнего источника фотоактивации // ТВТ. 2013. Т. 51. № 5. С. 787.
9. *Воронцов А.Г., Коренченко А.Е., Гельчинский Б.Р.* Анализ стабильности малых металлических кластеров при конденсации паров металла // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 404.
10. *Картушинский А.И., Крупенский И.А., Тислер С.В., Хусаинов М.Т., Щеглов И.Н.* Осаждение твердых частиц в ламинарном пограничном слое на плоской пластине // ТВТ. 2009. Т. 47. № 6. С. 927.
11. *Кувыркин Г.Н., Журавский А.В., Савельева И.Ю.* Математическое моделирование газофазного осаждения материала на криволинейную поверхность // ИФЖ. 2016. Т. 89. № 6. С. 1392.
12. *Kuvyrkin G.N., Savel'eva I.Yu., Zhuravsky A.V.* Numerical Modelling of Vapor-phase Epitaxy with Allowance for Diffusion Processes // Mathematical Models and Computer Simulations. 2018. V. 10. № 3. P. 229.
13. *Кувыркин Г.Н.* Термомеханика деформируемого твердого тела при высокоинтенсивном нагружении. М.: Изд-во МГТУ, 1993. 145 с.
14. *Галанин М.П., Савенков Е.Б.* Методы численного анализа математических моделей. 2-е изд. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018. 592 с.
15. *Макаров А.Н.* Теория и практика теплообмена в электродуговых и факельных печах, топках, камерах сгорания. Ч. 1. Основы теории теплообмена излучением в печах и топках. Тверь: ТГТУ, 2007. 184 с.
16. *Рябенький В.С.* Введение в вычислительную математику. М.: Наука, 1994. 336 с.
17. *Самарский А.А.* Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.
18. http://libmetal.ru/ (дата обращения: 12.04.2017).
19. *Головчук В.И., Гумаров А.И., Бумай Ю.А.* Модификация оптических свойств оксида цинка имплантацией ионов кобальта. В кн.: Взаимодействие излучений с твердым телом – Interaction of Radiation with Solids. Матер. 12-й Междунар. конф. Минск, Беларусь, 19–22 сент. 2017 г. / Под ред. Углова В.В. и др. Минск: Изд. центр БГУ, 2017. С. 225.
20. *Zhe Lu, Guanlin Lyu, Abhilash Gulhane, Hyeon-Myeong Park, Jun Seong Kim, Yeon-Gil Jung, Jing Zhang.* Experimental and Modeling Studies of Bond Coat Species Effect on Microstructure Evolution in EB-PVD Thermal Barrier Coatings in Cyclic Thermal Environments // Coatings. 2019. V. 9. № 10. 626.