

УДК 536.46+621.9

## КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАСТВОРЕНИИ ЧАСТИЦ В РАСПЛАВЕ В ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ НАПЛАВКИ ПОКРЫТИЙ

О. Н. Крюкова, А. Г. Князева

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск  
E-mail: anna@ispms.tsc.ru

Предложена модель процесса электронно-лучевой обработки поверхностей с учетом растворения модифицирующих частиц в расплаве. Определены критические условия для различных режимов наплавки, в ходе которой формируется практически гомогенное либо композиционное покрытие. Проведено подробное параметрическое исследование одного из вариантов модели.

Ключевые слова: наплавка, растворение, критические условия, теплопроводность.

**Введение.** В настоящее время в связи с развитием и усовершенствованием технологий поверхностной обработки материалов и нанесения покрытий большая роль отводится математическому моделированию процессов, определяющих свойства получаемых материалов. Высокотемпературные технологии такого типа основаны на использовании химических источников энергии либо включают разнообразные физико-химические процессы, сходные с теми процессами, которые традиционно изучаются в теории горения. В частности, это характерно для электронно-лучевой обработки материалов. В известных моделях электронно-лучевой обработки учитываются только тепловые процессы (нагрев, плавление, кристаллизация) либо анализируется только гидродинамическое течение в ванне расплава. Технологии электронно-лучевой наплавки покрытий весьма разнообразны. В одних из них на поверхность материала предварительно наносится порошковый слой, а затем осуществляется термическая обработка материала с покрытием с помощью электронного пучка [1]. В других технологиях покрытие формируется непосредственно при термической обработке в результате взаимодействия частиц, поступающих в расплав, с материалом основы [2–5]. В зависимости от химического состава обрабатываемого материала, порошка, служащего для модификации свойств, и технологических параметров фазовая и химическая структуры образующегося покрытия весьма разнообразны. Кроме того, различны физико-химические процессы, определяющие свойства получаемых материалов, а также физико-математические модели, используемые для интерпретации и описания наблюдаемых закономерностей [6–10].

Реальные порошки, используемые для модификации поверхностей материалов с целью улучшения их прочностных свойств, имеют сложный состав; их взаимодействие с расплавом основы, формирующимся за движущимся сканирующим электронным пучком (в реальной технологии [2] движется обрабатываемая деталь), сопровождается разнообразными физико-химическими превращениями, описать которые в рамках одной модели без проведения предварительных исследований не представляется возможным. Поэтому для теоретических исследований были выбраны специальные модельные системы, каждая из которых характеризуется тем или иным типом взаимодействия расплава основы и моди-

фицирующих частиц. Выделяются модифицирующие частицы двух типов: нерастворимые и растворимые. Первые характеризуются различной смачиваемостью расплавом основы и как следствие различным сцеплением с твердой матрицей. В конечном счете это обстоятельство оказывает влияние на механические свойства образующихся покрытий [4, 5], но не имеет принципиального значения для самой технологии электронно-лучевой наплавки. Примером системы с нерастворимыми частицами является система W–Cu. Двумерная математическая модель, сформулированная и подробно исследованная в [6, 9] для этого случая, позволила установить связь доли частиц в формирующемся покрытии с технологическими параметрами. На основе данных расчетов и известных в литературе простейших формул, описывающих механические свойства композиционных материалов, удалось получить зависимости модуля упругости покрытия от плотности мощности электронного пучка, скорости его движения и расхода частиц, которые не противоречат наблюдаемым закономерностям для реальных композиционных порошков. Распределение частиц по размерам также важно для оценки механических свойств. Однако в случае нерастворимых частиц допустимо считать, что распределение частиц по размерам в модифицированном поверхностном слое такое же, как в исходном порошке.

Во втором случае, т. е. в случае частиц, способных растворяться в материале основы, математические модели усложняются. В системах с неограниченной взаимной растворимостью процесс растворения частиц одного материала в расплаве другого определяется диффузией. В этом случае сложность описания процесса растворения на основе известных представлений [11, 12] обусловлена лишь необходимостью определения константы растворения. В [13, 14] предложен способ оценки константы растворения на основе экспериментальных данных.

Подробные исследования двумерной модели электронно-лучевой наплавки, сформулированной для системы Ni–Cu, представлены в [7–9]. Среди полученных результатов следует отметить нелинейную зависимость модуля упругости от технологических параметров, типичную для растворимых частиц.

Если процесс растворения сопровождается химическими превращениями, то система уравнений из работы [7] дополняется уравнениями химической кинетики [10]. Примером такой системы является система Al–Cu. В результате расчетов к моменту установления квазистационарного режима удается определить фазовый и химический состав формирующегося покрытия: долю нерастворившихся частиц, а также концентрации чистых элементов и фаз.

Анализ проведенных исследований показал, что среди многочисленных физико-химических процессов можно выделить общие для разных составов: формирование ванны расплава за движущимся эффективным источником тепла; перераспределение частиц в расплаве с изменением эффективной теплоемкости; дополнительное тепловыделение или поглощение тепла вследствие растворения по тому или иному механизму; потери тепла излучением. Исследование соответствующей общей модели представляет интерес при анализе различных режимов формирования покрытий. В дальнейшем эта модель может быть использована для оптимизации технологического процесса. Целью настоящей работы является формулировка общей модели и подробный параметрический анализ ее одномерного варианта.

**1. Математическая постановка задачи.** Пусть по поверхности пластины толщиной  $h$  (рис. 1) движется источник, в котором энергия распределена по закону

$$q_e = \begin{cases} 0, & |y| > y_0/2, \\ q_0 \exp(-(x-vt)^2/a_t^2), & |y| \leq y_0/2. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $q_0$  — максимальная плотность мощности потока;  $a_t$  — эффективный радиус источника; величина  $y_0$  пропорциональна ширине сканирования;  $v$  — скорость движения источ-

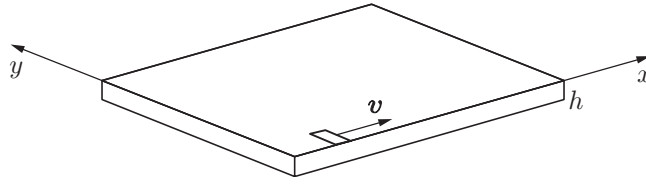


Рис. 1. Движение источника по поверхности пластины

ника вдоль оси  $x$ . Такое распределение энергии в источнике соответствует пилообразным колебаниям электронного пучка [15].

На некотором расстоянии  $x_a$  от максимума энерговыделения (или в точке максимума) в образующуюся ванну расплава поступают частицы, свойства которых отличны от свойств обрабатываемого материала. Плотность потока частиц распределена по закону Гаусса

$$q_{\max} = q_{\max,0} \exp[-((x - x_a - vt)^2 + y^2)/a_p^2], \quad (2)$$

где  $q_{\max,0}$  — максимальная плотность потока частиц; величина  $a_p$  определяется радиусом трубки, через которую подаются частицы. В некоторых технологиях нанесения покрытий частицы, поступающие в расплав, могут быть распределены по тому же закону, что и энергия в эффективном источнике (см. (1)).

Распределение температуры определяется из решения системы уравнений теплопроводности (с эффективными теплофизическими свойствами) и кинетического уравнения для объемной доли нерастворившихся частиц.

В лабораторной системе координат уравнение теплопроводности имеет вид

$$c_{eff} \rho_{eff} \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + Q_s \varphi - \frac{\varepsilon \sigma T^4 - q_e}{h},$$

где  $T$  — температура; слагаемое  $\varepsilon \sigma T^4$  описывает теплоотдачу излучением с поверхности обрабатываемой пластины по закону Стефана — Больцмана;  $c_{eff}$  — теплоемкость;  $\rho_{eff}$  — плотность;  $\lambda_{eff}$  — теплопроводность;  $Q_s$  — теплота растворения частиц в расплаве;  $\varphi$  — кинетическая функция растворения. В общем случае теплофизические характеристики зависят от температуры и состава, что учитывается при описании процесса электронно-лучевой наплавки конкретных систем [4–6]. Для качественного исследования процесса формирования покрытия теплопроводность будем считать постоянной ( $\lambda_{eff} = \text{const}$ ), так как согласно литературным данным значение  $\lambda_{eff}$  слабо зависит от объемной доли частиц, при этом будем учитывать, что поступающие в систему частицы изменяют ее эффективную теплоемкость:

$$(c\rho)_{eff} = c\rho(1 - \eta_p) + c_1\rho_1\eta_p,$$

где  $c$ ,  $\rho$  — теплоемкость и плотность чистого вещества основы или раствора материала частиц в основе;  $c_1$ ,  $\rho_1$  — теплоемкость и плотность твердых нерастворившихся частиц.

Для описания процессов плавления и кристаллизации в многокомпонентной системе можно применять теорию двухфазной зоны или ее модификации (см., например, [4, 5]). Для качественного исследования теплофизических закономерностей используем более простой подход, основанный на термодинамических соотношениях. Будем считать, что в окрестности температуры плавления основы  $T_{ph}$  теплоемкость резко возрастает:

$$c\rho = \rho_s L_{ph} \delta(T - T_{ph}) + (c\rho)_s, \quad T < T_{ph}, \quad c\rho = \rho_l L_{ph} \delta(T - T_{ph}) + (c\rho)_l, \quad T \geq T_{ph}.$$

Здесь индекс  $s$  соответствует твердой фазе,  $l$  — жидкой фазе;  $\delta$  — дельта-функция Дирака ( $\delta \rightarrow \infty$  при  $T = T_{ph}$ ,  $\delta = 0$  при  $T \neq T_{ph}$ ). В реальных расчетах она заменяется дельтооб-

разной функцией, удовлетворяющей условию нормировки  $\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(x) dx = 1$ . Этому условию удовлетворяет, например, функция [16]

$$\Phi = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{\pi}} \exp \left[ - \left( \frac{T - T_{ph}}{\sigma_0} \right)^2 \right].$$

Доля частиц в расплаве и твердой фазе, формирующейся в процессе кристаллизации, может меняться в широком диапазоне, что не позволяет использовать для описания движения частиц, их растворения в расплаве и формирования твердого раствора известные модели суспензий и композиционных материалов. В рамках теплофизической модели доля частиц в расплаве (или нерастворившихся включений в твердом растворе) определяется из уравнения

$$\frac{\partial \eta_p}{\partial t} = q_{\max} - \varphi(T, \eta_p, \dots).$$

Функция  $\varphi$ , характеризующая скорость растворения, в общем случае зависит от температуры, дисперсности, взаимной растворимости элементов и локальных характеристик течения в расплаве. В соответствии с теоретическими представлениями [11, 12] функция  $\varphi(T, \eta_p)$  может быть представлена в виде соотношения

$$\varphi(T, \eta_p) = \varphi_1(\eta_p) k_0 \exp(-E_a/(RT)),$$

отражающего основные закономерности процесса растворения.

Если скорость растворения твердых частиц в расплаве определяется процессом диффузии, то значение  $E_a$  близко к энергии активации диффузии. Если перенос элементов из твердой фазы в жидкую сопровождается химическим взаимодействием элементов, то  $E_a$  является некоторой эффективной величиной, зависящей от степени влияния различных процессов. Вид кинетической функции  $\varphi_1(\eta_p)$  зависит от процессов, определяющих скорость растворения на микроуровне. В соответствии с известными моделями растворения константа  $k_0$  определяется локальными характеристиками гидродинамического течения. Для ее оценки можно использовать известные теории [11, 12]. Константу  $k_0$  можно определить, обрабатывая данные экспериментов в соответствии с модельными представлениями [13, 14]. В общем случае процесс растворения может быть как эндотермическим ( $Q_s < 0$ ), так и экзотермическим ( $Q_s > 0$ ) в зависимости от физико-химических процессов, определяющих механизм растворения.

Условие  $\partial T / \partial y = 0$  при  $y = 0$  является следствием симметрии; условия  $\partial T / \partial x = 0$  при  $x = 0, \infty$  и  $\partial T / \partial y = 0$  при  $y \rightarrow \infty$  обозначают отсутствие источников и стоков тепла на бесконечном удалении от прогретой области и на свободном торце пластины.

В начальный момент времени имеем

$$t = 0: \quad T = T_0, \quad \eta_p = 0,$$

где  $T_0$  — начальная температура.

**2. Формулировка задачи в безразмерных переменных.** Перейдем к безразмерным переменным:

$$\tau = \frac{t}{t_*}, \quad \xi = \frac{x}{x_*}, \quad \eta = \frac{y}{x_*}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_* - T_0}.$$

Здесь  $x_* = at$ ;  $t_* = at/v$  — время, за которое внешний источник проходит расстояние  $at$ ;  $T_* = T_0 + q_0 t_* / (c_s \rho_s h)$  — характерная температура, до которой пластина толщиной  $h$  нагревается за время  $t_*$ . Тогда математическая постановка задачи принимает вид

$$f_1 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\delta} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \right) + S_r \bar{\varphi}(\eta_p, \theta) - (\gamma \theta + 1)^4 B + f_2; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \eta_p}{\partial \tau} = f_3 - \bar{\varphi}(\eta_p, \theta); \quad (4)$$

$$\xi \rightarrow 0, \infty: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0, \quad \eta \rightarrow 0, \infty: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 0; \quad (5)$$

$$\tau = 0: \quad \theta = 0, \quad \eta_p = 0, \quad (6)$$

где

$$f_1 = \begin{cases} \frac{S_{ph}}{\bar{\sigma}_0 \sqrt{\pi}} \exp \left[ - \left( \frac{\theta - \theta_{ph}}{\bar{\sigma}_0} \right)^2 \right] + (1 - \eta_p) + \eta_p K_s, & \theta < \theta_{ph}, \\ \frac{S_{ph}}{\bar{\sigma}_0 \sqrt{\pi}} \exp \left[ - \left( \frac{\theta - \theta_{ph}}{\bar{\sigma}_0} \right)^2 \right] + (1 - \eta_p) K_l + \eta_p K_s, & \theta \geq \theta_{ph}; \end{cases}$$

$$f_2 = \begin{cases} 0, & \eta > \eta_0, \\ \exp(-(\xi - \tau)^2), & |\eta| \leq \eta_0; \end{cases}$$

$$f_3 = \eta_{\max} \exp[-((\xi - \tau)^2 + \eta^2)/r_p^2];$$

$$\bar{\varphi}(\eta_p, \theta) = \varphi_1(\eta_p) \varphi_2(\theta);$$

$$\varphi_1(\eta_p) = \eta_p; \quad \varphi_2(\theta) = \tau_r \exp[-(\gamma + 1)/(\beta(1 + \gamma\theta))];$$

$\delta = a_t^2/(\varkappa_T t_*)$  — параметр Франк-Каменецкого;  $\tau_r = t_* k_0$  — безразмерная константа растворения;  $S_r = Q_s/(c_s \rho_s (T_* - T_0))$  — отношение теплоты растворения к запасу тепла в прогревом слое;  $B = (1/h)\varepsilon\sigma(T_* - T_0)^3 t_*/(c_s \rho_s \gamma^4)$  — безразмерный параметр, характеризующий теплопотери;  $\beta = RT_*/E_a$  — отношение температуры, характеризующей внешний нагрев, к температуре активации процесса растворения  $E_a/R$ ;  $S_{ph} = L_{ph}/(c_s(T_* - T_0))$  — отношение теплоты плавления к запасу тепла в прогревом слое;  $\gamma = (T_* - T_0)/T_0$ ;  $K_l = c_l \rho_l/(c_s \rho_s)$ ;  $K_s = c_p \rho_p/(c_s \rho_s)$ ;  $\theta_{ph} = (T_{ph} - T_0)/(T_* - T_0)$ ;  $\bar{\sigma}_0 = \sigma_0/(T_* - T_0)$ ;  $\eta_{\max} = q_{\max,0} t_*$ ;  $r_p = a_p/a_t$ ;  $\eta_0 = h_0/a_t$ ;  $\varkappa_T = \lambda_s/(c_s \rho_s)$ .

Параметр  $\gamma$  можно выразить через  $\beta$  и известный в теории горения параметр — число Зельдовича  $Z = (T_* - T_0)E_a/(RT_*^2)$ :

$$\gamma = \frac{T_* - T_0}{T_0 - T_* + T_*} = \frac{1}{(T_*/(T_* - T_0)) - 1} = \frac{Z\beta}{1 - Z\beta}.$$

Подробное исследование двумерной задачи требует больших временных затрат, что не всегда оправданно. Если в (1)  $y_0 \gg a_t$  или в безразмерной постановке  $\eta_0 \gg 1$  и частицы распределены по тому же закону, что и подводимая энергия, то можно перейти к одномерной постановке задачи, анализ которой позволяет выявить многие качественные закономерности двумерной модели. В этом случае уравнение теплопроводности (3) принимает вид

$$f_1 \left( \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right) = \frac{1}{\delta} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} \right) + S_r \bar{\varphi}(\eta_p, \theta) - (\gamma\theta + 1)^4 B + f_2, \quad (7)$$

а вид кинетического уравнения (4) не меняется. Для функций, характеризующих распределение энергии (1) и долю частиц (2), имеем

$$f_2 = \exp(-(\xi - \tau)^2), \quad f_3 = \eta_{\max} \exp[-(\xi - \tau)^2/r_p^2]. \quad (8)$$

На поверхности  $\xi = 0$  и на бесконечном удалении от этой координаты источники и стоки тепла отсутствуют:  $\partial\theta/\partial\xi = 0$ , а в начальный момент времени справедливо условие (6).

Используя известные данные по свойствам различных веществ (Ni, Cu, W, Al, Cr) [17, 18] и варьируя параметры источников  $q_0, v, q_{\max,0}$ , определим диапазоны, в которых

изменяются безразмерные параметры:  $B = 0 \div 0,1$ ;  $\eta_{\max} = 0,005 \div 3$ ;  $S_r = -2 \div 2$ ;  $r_p = 0,1 \div 1,0$ ;  $\tau_r = 10 \div 10^5$ ;  $\beta = 0,01 \div 1,00$ ;  $\gamma = 1 \div 30$ ;  $S_{ph} = 0,1 \div 10,0$ ;  $\theta_{ph} = 0,1 \div 36,0$ ;  $K_s = 0,1 \div 10,0$ ;  $K_l = 0,1 \div 10,0$ ;  $\delta = 0,05 \div 7,00$ .

**3. Анализ результатов численного исследования одномерной модели.** Для численного решения задачи (4), (6), (7) с условиями (5) для  $\xi$  и функциями (8) использованы неявная абсолютно устойчивая разностная схема и метод прогонки. Аналогичные метод решения системы разностных уравнений и схема расщепления использовались в двумерной задаче. Величина  $\bar{\sigma}_0$  подбиралась так, чтобы можно было более точно описать поведение температуры в окрестности температуры плавления: в области резкого изменения теплоемкости  $f_1(\theta)$  в окрестности  $\theta_{ph}$  находилось не менее 10–20 точек, что достигалось уменьшением шага по времени и полуинтервала сглаживания. При  $\bar{\sigma}_0 < 0,1$  результат не изменялся. В расчетах варьировались безразмерные параметры, характеризующие растворение частиц в ванне расплава:  $\gamma$ ,  $K_s$ ,  $\tau_r$ ,  $S_{ph}$ ,  $\beta$ ,  $\theta_{ph}$ ,  $B$ ,  $S_r$ . Остальные параметры фиксированы:  $\eta_{\max} = 1,5$ ;  $r_p = 0,1$ ;  $\delta = 5$ ;  $K_l = 1$ .

Приведем некоторые результаты численного исследования процесса электронно-лучевой наплавки в рамках предложенной модели. Анализ результатов численного счета показывает, что, как и в более полных моделях [6–10], через некоторый промежуток времени с начала движения источника процесс выходит на квазистационарный режим. При отсутствии растворения частиц это означает, что максимальная температура (рис. 2) и максимальная объемная доля частиц, постепенно заполняющих область за движущимся источником (на рис. 2 не показана), становятся постоянными.

Если плавление не учитывается (рис. 2, *a*), то кривые  $\theta(\xi)$  являются достаточно гладкими. Максимум температуры не соответствует точке  $\xi = \tau$ , в которой энерговыделение внешнего источника максимально, что согласуется с известными данными [15]. Чем больше теплоемкость  $K_s$  частиц, поступающих в систему, по сравнению с теплоемкостью основы, тем меньше температура в прогретой области, что, очевидно, вызвано затратами тепла на нагрев частиц (штриховые кривые на рис. 2, *a*).

При учете плавления основы (рис. 2, *б*) на кривых зависимости  $\theta(\xi)$  появляется характерное плато, что обусловлено поглощением тепла в результате плавления. При учете плавления уменьшается максимальная температура и увеличивается различие температур

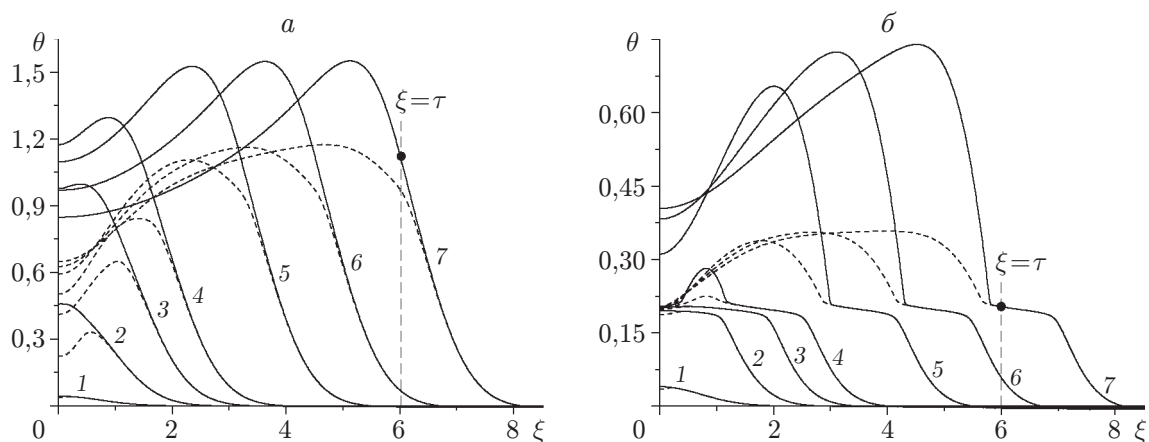


Рис. 2. Распределение температуры вдоль оси  $\xi$  в различные моменты времени без учета растворения частиц ( $\theta_{ph} = 0,2$ ,  $\gamma = 2$ ,  $\beta = 0,05$ ,  $S_r = 0$ ,  $B = 0,0015$ ): *a* — без учета плавления основы ( $S_{ph} = 0$ ); *б* — с учетом плавления ( $S_{ph} = 1$ ); сплошные кривые —  $K_s = 0,1$ , штриховые —  $K_s = 10$ ; 1 —  $\tau = 0,04$ ; 2 —  $\tau = 0,4$ ; 3 —  $\tau = 1$ ; 4 —  $\tau = 1,6$ ; 5 —  $\tau = 3,2$ ; 6 —  $\tau = 4,5$ ; 7 —  $\tau = 6$

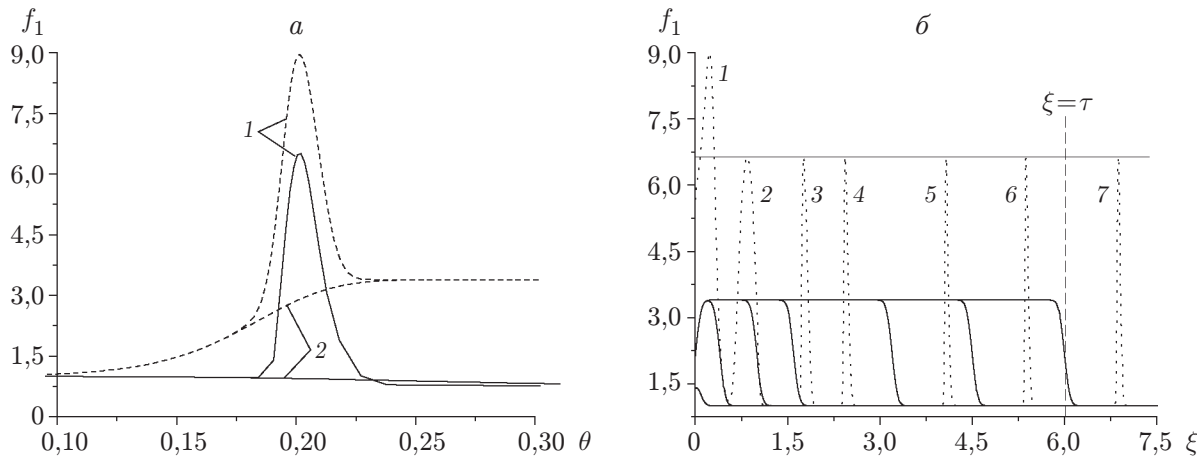


Рис. 3. Зависимость эффективной теплоемкости от температуры в точке  $\xi = 0,25$  (а) и координаты (б) в различные моменты времени ( $\beta = 0,05$ ,  $S_r = 0$ ,  $\tau_r = 0$ ,  $\gamma = 2$ ,  $\theta_{ph} = 0,2$ ,  $B = 0,0015$ ):  
 а — сплошные кривые —  $K_s = 0,1$ ; штриховые —  $K_s = 10$ ; 1 — с учетом плавления основы; 2 — без учета плавления; б —  $K_s = 10$ : сплошные кривые —  $S_{ph} = 0$ ; штриховые —  $S_{ph} = 0,1$ ; 1 —  $\tau = 0,04$ ; 2 —  $\tau = 0,4$ ; 3 —  $\tau = 1$ ; 4 —  $\tau = 1,6$ ; 5 —  $\tau = 3,2$ ; 6 —  $\tau = 4,5$ ; 7 —  $\tau = 6$ ; сплошная тонкая линия — стационарный режим

вследствие различия теплоемкости частиц. Максимум  $\theta_{\max}$  еще более удаляется от точки  $\xi = \tau$ . Очевидно, что чем больше теплота фазового перехода  $S_{ph}$ , тем более четко выражено плато на кривых  $\theta(\xi)$  и тем меньше значение  $\theta_{\max}$ , что обусловлено зависимостью теплоемкости от температуры (рис. 3,а): в окрестности температуры фазового перехода величина  $f_1$  резко возрастает, что приводит к увеличению затрат тепла на прогрев системы.

Изменение эффективной теплоемкости по мере продвижения ванны расплава за движущимся источником показано на рис. 3,б.

Если теплота плавления не учитывается, то вследствие поступления частиц эффективная теплоемкость меняется от единицы до величины  $f_{1,s} = [K_s \eta_p + 1 - \eta_p]$ . В случае учета плавления основы при температуре  $\theta_{ph}$  теплоемкость  $f_1$  резко увеличивается, а затем в результате поступления частиц вновь приближается к  $f_{1,s}$ .

В случае нерастворимых частиц максимальная температура расплава на установившейся стадии процесса наплавки, очевидно, уменьшается с ростом теплоемкости частиц  $K_s$ , теплоты фазового перехода  $S_{ph}$  и параметра  $B$ , характеризующего теплоотдачу (рис. 4).

Если теплоотдача не учитывается, то в случае нерастворимых частиц параметр  $\gamma$  не оказывает влияния на результаты расчета. Замечено, что при учете теплоотдачи квазистационарный режим устанавливается быстрее, максимальное значение температуры уменьшается, причем оно существенно зависит от параметра  $\gamma$ . Например, при  $K_s = 1$ ,  $S_{ph} = 0$ ,  $\beta = 0,05$ ,  $\tau_r = 0$  и  $B = 0$  имеем  $\theta_{\max} = 1,75$  для  $\gamma = 2$ , 10; при  $B = 10^{-5}$  —  $\theta_{\max} = 1,35$ ; 0,40 для  $\gamma = 2$ , 10 соответственно; при  $B = 0,0015$  —  $\theta_{\max} = 1,74$ ; 1,28 для  $\gamma = 2$ , 10. Распределение температуры качественно не меняется.

При учете растворения частиц максимальная температура зависит от параметров, характеризующих этот процесс: при  $S_r < 0$  максимальная температура уменьшается по сравнению со случаем  $S_r = 0$ ; при  $S_r > 0$  значение  $\theta_{\max}$  увеличивается. В этом случае в модели наблюдаются критические явления. В качестве времени установления принимается такое время, по истечении которого максимальная температура расплава и доля

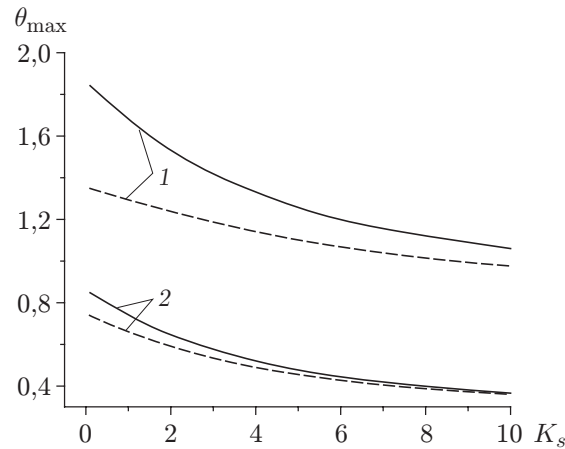


Рис. 4. Зависимость максимальной температуры от теплоемкости частиц при различных значениях параметра  $B$  и теплоты фазового перехода  $S_{ph}$  ( $S_r = 0$ ,  $\tau_r = 0$ ,  $\gamma = 2$ ): сплошные кривые —  $B = 0$ , штриховые —  $B = 0,0015$ ; 1 —  $S_{ph} = 0,1$ ; 2 —  $S_{ph} = 1$

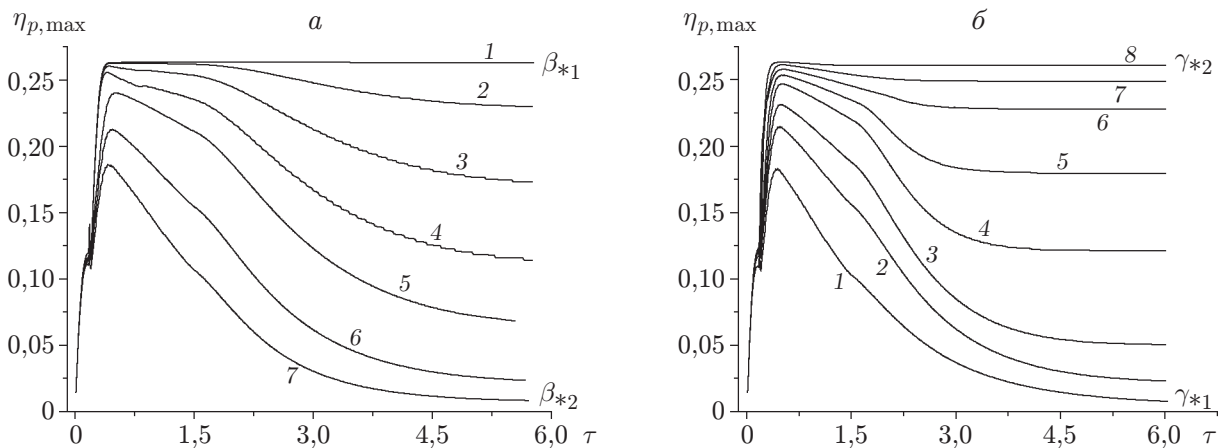


Рис. 5. Зависимость максимальной объемной доли частиц от времени ( $S_{ph} = 1$ ,  $K_s = 0,1$ ,  $B = 0,0015$ ,  $S_r = 0$ ,  $\delta = 5$ ,  $\tau_r = 10$ ):  
 а —  $\gamma = 2$ : 1 —  $\beta = 0,16$ ; 2 —  $\beta = 0,3$ ; 3 —  $\beta = 0,4$ ; 4 —  $\beta = 0,5$ ; 5 —  $\beta = 0,6$ ; 6 —  $\beta = 0,8$ ; 7 —  $\beta = 1$ ; б —  $\beta = 0,8$ : 1 —  $\gamma = 1$ ; 2 —  $\gamma = 2$ ; 3 —  $\gamma = 3$ ; 4 —  $\gamma = 5$ ; 5 —  $\gamma = 7$ ; 6 —  $\gamma = 10$ ; 7 —  $\gamma = 15$ ; 8 —  $\gamma = 20$

нерастворившихся частиц (в случае их частичного растворения) не изменяются с заданной точностью. Если частицы растворяются полностью, то условие выхода на квазистационарный режим остается прежним. При фиксированных параметрах задачи существует значение  $\beta = \beta_{*1}$ , разделяющее режимы наплавки с растворением частиц и без растворения (рис. 5, а).

В области  $\beta_{*1} < \beta < \beta_{*2}$  частицы растворяются не полностью, и в результате наплавки образуется композиционное покрытие с различной долей нерастворившихся частиц. Частицы оказываются внедренными в раствор материала основы. При  $\beta < \beta_{*1}$  образуется композиционное покрытие, состоящее из частиц и матрицы исходного вещества. При  $\beta > \beta_{*2}$  образуется гомогенное покрытие. Следует отметить, что критические явления наблюдаются и при варьировании других параметров (рис. 5, б).



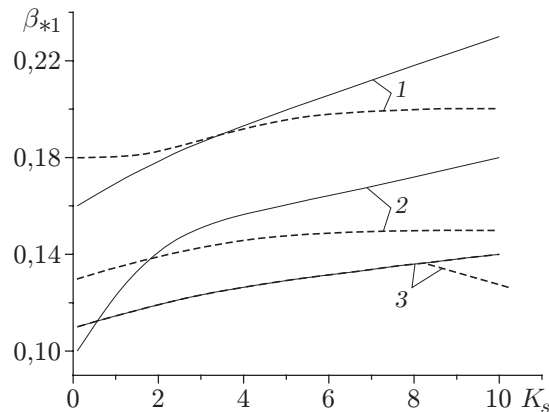


Рис. 6. Зависимость критического значения  $\beta_{*1}$  от теплоемкости частиц  $K_s$  при различных значениях параметров модели: сплошные линии —  $\theta_{ph} = 0,2$ ; штриховые —  $\theta_{ph} = 0,4$ ; 1 —  $\tau_r = 10$ ,  $S_{ph} = 1$ ; 2 —  $\tau_r = 100$ ,  $S_{ph} = 1$ ; 3 —  $\tau_r = 10$ ,  $S_{ph} = 0,1$

Определим  $\beta_{*1}$  как такое значение  $\beta$ , которое к моменту установления величины  $\eta_{p,\max}$  отличается от максимальной доли частиц без учета растворения не более чем на 3–5 %. Зависимость определенного таким образом критического значения  $\beta_{*1}$  от теплоемкости частиц  $K_s$  при различных значениях параметров модели показана на рис. 6.

Очевидно, что чем больше значение константы растворения  $\tau_r$ , тем быстрее частицы растворяются и тем меньше критическое значение  $\beta_{*1}$ , разделяющее различные режимы наплавки. Влияние теплоты и температуры фазового перехода неоднозначно. При низкой теплоемкости частиц ( $K_s < 1$ ) с увеличением температуры фазового перехода значение  $\beta_{*1}$  увеличивается, а при высокой теплоемкости частиц ( $K_s \gg 1$ ) уменьшается. Это объясняется взаимным влиянием различных теплофизических процессов: плавления, растворения, теплоотдачи, теплопроводности.

Критические условия растворения частиц зависят также от параметров, характеризующих технологический процесс ( $\eta_{\max}$ ,  $r_p$ ,  $\delta$ ,  $B$ ), от места ввода частиц в расплав и от параметра, характеризующего теплопотери.

Следует отметить, что в случае экзотермического растворения частиц процесс формирования покрытия при электронно-лучевой наплавке можно характеризовать терминами, известными из теории зажигания и горения: “временем зажигания” (временем начала растворения), временем выхода на квазистационарный режим, “температурой горения” (температурой установившегося режима) и т. д. Более того, зависимости от времени максимальной температуры (рис. 7,а) или температуры в различных точках обрабатываемой поверхности (рис. 7,б) (в случае сильной зависимости скорости реакции от температуры и достаточно большого тепловыделения) можно разделить на участки инертного прогрева и химического превращения. Момент времени  $\tau_i$ , разделяющий эти участки и определенный в соответствии с тем или иным критерием, можно назвать временем “подключения” химической реакции или временем начала растворения. Плато на температурных кривых соответствует температуре плавления основы. Следует отметить, что в практике нанесения покрытий в состав модифицирующих порошков часто вводят экзотермически реагирующие составы. Используемая модель позволяет анализировать и этот случай.

В работе представлены результаты параметрического исследования только одномерной модели. Подробный анализ двумерной задачи показал, что характер процесса не меняется; более того, изменения критических параметров и характеристик квазистационарной

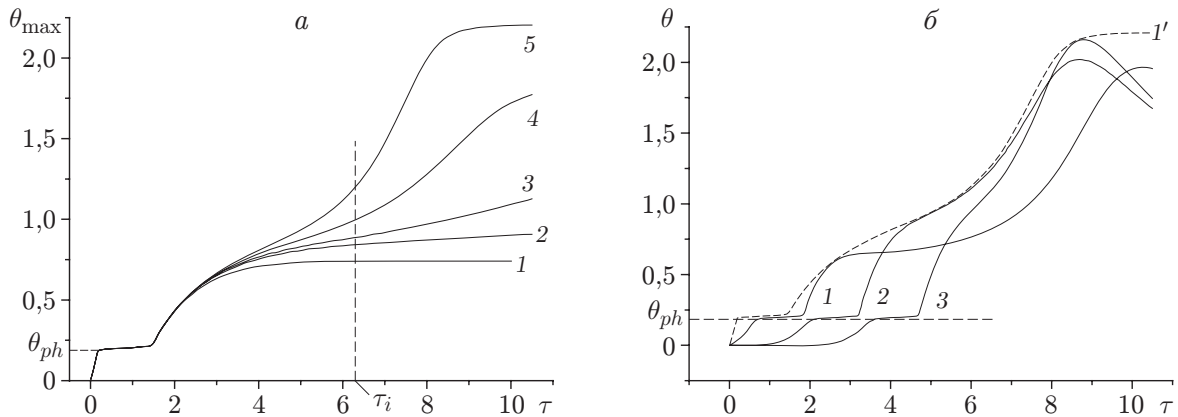


Рис. 7. Зависимость максимальной температуры (а) и температуры в различных точках (б) от времени при различных значениях теплоты растворения ( $\beta = 0,2$ ,  $S_{ph} = 1$ ,  $K_s = 0,1$ ,  $B = 0,0015$ ,  $\delta = 5$ ,  $\gamma = 2$ ,  $\tau_r = 10$ ):  
 а — 1 —  $S_r = 0$ ; 2 —  $S_r = 10$ ; 3 —  $S_r = 12$ ; 4 —  $S_r = 15$ ; 5 —  $S_r = 18$ ; б —  $S_r = 18$ :  
 1, 1' —  $\xi = 1,5$ ; 2 —  $\xi = 3$ ; 3 —  $\xi = 4,5$ ; 1' — максимальная температура

стадии процесса наплавки невелики. При исследовании двумерной модели можно получить дополнительную информацию: размер ванны расплава и зоны термического влияния.

В заключение сделаем ряд замечаний. Реальные порошки, используемые для модификации поверхностных свойств материалов, имеют сложный состав и содержат как растворимые частицы, так и нерастворимые; при растворении образуются как твердые растворы, так и химические соединения в виде отдельных включений; химические реакции, сопровождающие растворение, включают как эндотермические, так и экзотермические стадии. Математическая модель, соответствующая реальным системам, должна учитывать особенности всех исследованных моделей, используемых для анализа частных систем [6–10]. Результаты экспериментальных исследований влияния технологических параметров на фазовый и химический состав покрытий для “растворимых” порошков авторам данной работы неизвестны. Однако в [4, 5] имеются указания на то, что доля “растворимой” части порошков уменьшается с ростом плотности мощности электронного луча. Это подтверждает возможность использования предложенной модели для анализа реальных процессов.

Эффективный источник тепла в уравнении теплопроводности, обусловленный действием электронного пучка, можно считать поверхностным, так как глубина проникновения электронов много меньше толщины прогретого слоя  $x_T$ , образующегося в обрабатываемом материале за некоторое характерное время  $t_*$ . Это значение — время пребывания электронного пучка в “каждой данной точке” — можно оценить по соотношению  $t_* = a_t/v$ . Тогда  $x_T = \sqrt{a_t \lambda / (c \rho v)}$ . Полагая  $a_t = 0,5$  см,  $v = 1$  см/с,  $\lambda = 2,2$  Дж/(см·с·К),  $c = 1,086$  Дж/(г·К),  $\rho = 2,87$  г/см<sup>3</sup>, найдем  $x_T \approx 0,61$  см. В случае большей теплопроводности значение  $x_T$ , естественно, увеличивается. Следовательно, можно считать, что за время  $t_*$  детали, имеющие форму тонкой пластины (например, листовая сталь, ножи плоской формы и т. д.), прогреваются по толщине практически равномерно. Это позволяет использовать предложенную модель для описания реальных экспериментов. Модель непосредственно применима для описания термической обработки металлических фольг, находящихся на теплоизолирующей подложке. Если толщина детали существенно превышает указанную величину, то требуется вносить поправки. Так, в уравнении теплопроводности отсутствует слагаемое, учитывающее теплообмен с окружающей средой по закону

Ньютона. Следует отметить, что в экспериментах [1–3] конвективные потери тепла пренебрежимо малы по сравнению с потерями тепла излучением, учтенными в модели. Однако это слагаемое может описать потери тепла из ванны расплава в глубь основной массы материала или в подложку. Этого достаточно, чтобы изучать процессы, происходящие в самой ванне расплава, в том числе процессы растворения. Другой способ учета этих потерь заключается в изменении значения эффективного (эквивалентного) потока тепла, что, как правило, используется при моделировании процессов сварки, резки, наплавки, лазерной и электронно-лучевой обработки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шипко А. А., Поболь И. Л., Урбан И. Г. Упрочнение сталей и сплавов с использованием электронно-лучевого нагрева. Минск: Наука и техника, 1995.
2. Белюк С. И., Панин В. Е. Электронно-лучевая порошковая металлургия в вакууме: оборудование, технология и применение // Физ. мезомеханика. 2002. Т. 5, № 1. С. 99–104.
3. Белюк С. И., Дураков В. Г., Осипов И. В., Ремпе Н. Г. Электронно-лучевой комплекс для нанесения покрытий методом наплавки и его применение в промышленности // Сб. ст. VI Междунар. конф. по модификации свойств материалов пучками частиц и плазменными потоками, Томск, 23–28 сент. 2002 г. Томск: ИД “Курсив”, 2002. С. 75–78.
4. Гальченко Н. К., Шиленко А. В., Самарцев В. П. и др. Структурообразование в системе Ti–B–Fe под воздействием электронного луча // Сб. ст. VI Междунар. конф. по модификации свойств материалов пучками частиц и плазменными потоками, Томск, 23–28 сент. 2002 г. Томск: ИД “Курсив”, 2002. С. 307–310.
5. Гальченко Н. К., Дампилон Б. В., Белюк С. И. Формирование структуры и свойств металлокерамических покрытий на основе карбонитридов титана // Физ. мезомеханика. 2004. Т. 7. Спецвыпуск. Ч. 2. С. 181–184.
6. Крюкова О. Н., Князева А. Г. Влияние динамики поступления частиц в расплав на фазовую структуру и свойства покрытия, формирующегося в процессе электронно-лучевой наплавки // Физ. мезомеханика. 2004. Т. 7. Спецвыпуск. Ч. 2. С. 205–208.
7. Крюкова О. Н., Князева А. Г. Моделирование структуры и состава поверхности, формирующейся при электронно-лучевой наплавке покрытий // Физ. мезомеханика. 2004. Т. 7, № 2. С. 81–89.
8. Крюкова О. Н., Князева А. Г., Бакеев Р. А. Численное исследование режимов формирования структуры покрытия в процессе электронно-лучевой наплавки // Proc. of the 12th Intern. conf. on radiat. phys. and chem. of inorganic materials, Tomsk, 23–27 Sept. 2003. Tomsk: Tomsk. Politech. Univ., 2003. P. 300–305.
9. Kryukova O. N., Knyazeva A. G. Influence of the intake rate of particles into the melt on the structure and properties of coating forming during electron-beam surfacing // Proc. of the 7th Intern. conf. on modificat. of materials with particle beams and plasma flows, Tomsk, Russia, 25–30 July 2004. Tomsk: Inst. Optic. Atmosphere, 2004. P. 183–186.
10. Knyazeva A. G., Kryukova O. N., Bukrina N. V. Numerical modeling of the coating property formation during electron-beam surfacing // Abstr. of the 2nd conf. of the asian consortium for comput. materials sci. “ACCMS-2”, Novosibirsk, Russia, 14–16 July 2004. Novosibirsk: Inst. of Inorganic Chem. SB RAS, 2004. P. 111.
11. Вигдорчик Е. М., Шейнин А. Б. Математическое моделирование непрерывных процессов растворения. Л.: Химия. Ленингр. отд-ние, 1971.
12. Аксельруд Г. А., Молчанов А. Д. Растворение твердых веществ. М.: Химия, 1977.

13. **Крюкова О. Н., Князева А. Г.** Кристаллизация движущейся ванны расплава с растворяющейся дисперсной фазой // Тез. докл. Всерос. конф. “Теория и приложения задач со свободными границами”, Бийск, 2–6 июля 2002 г. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО РАН, 2002. С. 53–54.
14. **Крюкова О. Н., Князева А. Г.** Кристаллизация движущейся ванны расплава с растворимой дисперсной фазой // Сб. докл. III Всерос. науч. конф. “Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики”, Томск, 2–4 окт. 2002 г. Томск: Изд-во Томск. гос. ун-та, 2002. С. 80–81.
15. **Рыкалин Н. Н., Зуев И. В., Углов А. А.** Основы электронно-лучевой обработки материалов. М.: Машиностроение, 1978.
16. **Тихонов А. Н., Самарский А. А.** Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972.
17. **Физические** величины: Справ. / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
18. **Столович Н. Н., Миницкая Н. С.** Температурные зависимости теплофизических свойств некоторых металлов. Минск: Наука и техника, 1975.

*Поступила в редакцию 22/IX 2004 г.,  
в окончательном варианте — 7/II 2006 г.*

---