

УДК 621.7:537.5(043.3)+621.785(043.3)

*Л. П. Холтанов<sup>1)</sup>, С. Е. Закиев<sup>1)</sup>, И. В. Шишковский<sup>2)</sup>***МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ СПЕКАНИИ  
РЕАКЦИОННОСПОСОБНЫХ ПОРОШКОВЫХ КОМПОЗИЦИЙ**

*Предложена двумерная математическая модель, описывающая совмещение процессов самораспространяющегося высокотемпературного синтеза и селективного лазерного спекания порошковых композиций, которое контролируется величиной энергии лазерного излучения. Модель позволяет оценить соответствие геометрических характеристик системы со значениями скоростей движущегося пятна лазера, при которых насыщаемый слой полностью реагирует в его окрестности.*

**Введение.** Селективное лазерное спекание (СЛС) является одной из наиболее коммерчески развитых методик реализации технологии быстрого прототипирования. Процесс СЛС представляет собой создание послойно (т. е. слой за слоем) вещественных копий трехмерных объектов с помощью пространственно селективного лазерного воздействия (ЛВ) на поверхность свободно насыпанной порошковой композиции [1]. Отличительной особенностью метода СЛС является возможность непосредственного создания функциональных композиционных изделий, а не только их физических моделей.

Наиболее перспективное развитие метода СЛС возможно, по нашему мнению, при совмещении процесса СЛС с известным процессом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) [2]. Создаваемые в этом случае за счет реакции СВС трехмерные изделия могут обладать комплексом физико-механических свойств, которые невозможно получить другими методами. Нами экспериментально была показана возможность реализации контролируемой реакции горения СВС в диффузионном режиме с образованием интерметаллидных, пьезо- и ферроэлектрических фаз в системах Ni–Ti, Ni–Al, Ti–Al [3–5], Pb(Zr<sub>x</sub>Ti<sub>1–x</sub>)O<sub>3</sub>, Li<sub>0.5</sub>Fe<sub>2.5–x</sub>Cr<sub>x</sub>O<sub>4</sub>, BaFe<sub>12x</sub>Cr<sub>x</sub>O<sub>19</sub> [6–7]. Заметим, что совмещение процессов СВС и СЛС является трудно управляемым. Начало реакции СВС может "опередить" или "отстать" от собственно процесса спекания и произойдет сгорание (недогорание) исходных компонентов. При этом главной задачей лазерного синтеза является прецизионный подбор режимов ЛВ, при которых оба процесса — СВС и СЛС — находились бы в динамическом равновесии. Поэтому большое количество управляющих параметров в названных процессах делает актуальной задачу теоретического моделирования.

Традиционно СЛС многокомпонентных порошковых композиций ассоциируется с известным в порошковой металлургии процессом жидкофазного спекания. Заметим, что даже в однокомпонентной порошковой среде всегда имеет место разброс в размерах частиц и раннее плавление мелкодисперсной части фракции фактически аналогично жидкофазному спеканию. В литературе известны многочисленные попытки моделирования процесса СЛС методом конечных элементов и в рамках полуклассического подхода [8–10].

Настоящая работа посвящена построению и исследованию двумерного модельного теоретического описания СЛС таких СВС-слоев. Следует подчеркнуть, что в отличие от макрокинетики СВС нас интересовала не специфика выхода на квазистационарные модельные режимы (их устойчивость, скорость самораспространения и т. д.) [11], а условия сохранения как доминанты управляемости рассматриваемого процесса за счет соответствующих модификаций параметров лазерного источника (мощности и скорости сканирования ЛВ, диаметра пятна).

**Постановка модели.** Рассматривается движение в строго заданном направлении с постоянной скоростью  $V_{1,s}$  лазерного источника (ЛИ) в пятне мощностью  $P$ , имеющего постоянный диаметр  $d_{1,s}$ , по поверхности реакционноспособной порошковой двухкомпонентной смеси (например Ni–Ti, Ti–Al, Ni–Al). Далее основное внимание будет уделено тепловой динамике рассматриваемого явления и его управляемости дозированной энергией ЛИ при СЛС, осложненном тепловыделением, вызванным химическими превращениями. Для упрощения формальной части модели далее полагается, что плотность, теплоемкость и теплопроводность смеси не изменяются в течение всего процесса СЛС. Для определения их значений использована аппроксимация:

<sup>1)</sup>Институт проблем химической физики РАН. 142432, Московская обл., Ногинский р-н, г. Черноголовка, Институтский пр., 18; э-почта: kholp@icp.ac.ru, zakiev@ism.ac.ru; <sup>2)</sup>Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН; э-почта: shiv@fian.smr.ru. Поступила 09.12.2004.

$$A = \frac{\rho}{v_1 \rho_1 + (1 - v_1) \rho_2} (v_1 A_1 + (1 - v_1) A_2) + \frac{v_1 \rho_1 + (1 - v_1) \rho_2 - \rho}{v_1 \rho_1 + (1 - v_1) \rho_2} A_a.$$

Математическая модель формулируется в двумерном полупространстве  $\Pi(x) \times \Pi^+(y) = (-\infty, \infty) \times (0, +\infty)$ , причем положительное направление оси  $Ox$  совпадает с направлением скорости движения ЛИ, ось  $Oy$  направлена вглубь порошковой смеси:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + Q_{l.s} + Q_h, \quad (x, y) \in \Pi \times \Pi^+, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = (1 - \eta) k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (2)$$

Начальные и граничные условия следующие:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \quad T(t, x \rightarrow +\infty) = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x \rightarrow \pm\infty} = 0, \quad (3)$$

$$T(0, x, y) = T_0, \quad \eta(0, x, y) = 0. \quad (4)$$

Согласно имеющимся экспериментальным данным [12, 13], для интересующих нас порошковых систем тепловыделение от ЛИ происходит в объеме, убывая в глубину от поверхности (т. е. в положительном направлении оси  $Oy$ ) по экспоненциальному закону:

$$Q_{l.s}(t, x, y) = Q_m \exp\left(-4 \left(\frac{x - V_{l.s}t}{d_{l.s}}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{y}{\alpha_{l.s}}\right), \quad (5)$$

где максимальная плотность мощности ЛВ в центре вычисляется по формуле

$$Q_m = \frac{4P}{\pi \alpha_{l.s} d_{l.s}^2}.$$

Тепловыделение вследствие химических превращений будет описываться в соответствии с хорошо известным в макрокинетике подходом [14] посредством введения безразмерной степени превращения  $\eta$ , принимающей значения из отрезка  $[0, 1]$  и удовлетворяющей уравнению (2), как

$$Q_h = Q_r \rho \frac{\partial \eta}{\partial t}.$$

Обычно для СВС реагирования подбираются такие пространственные параметры систем, что для них оказывается несущественной теплоотдача в окружающую среду. В этих условиях температура  $T_r$  в формуле (2), при которой происходит химическое превращение во фронте тепловой волны (т. е. основная часть превращения системы), по существу, является одним из основных экспериментально определяемых параметров, позволяющих найти значения  $k_0$  и  $E$  в формуле (2) для конкретной системы. Теплота реакции  $Q_r$  определяется именно при температуре  $T_r$ . Характерной особенностью рассматриваемого процесса является то обстоятельство, что в зависимости от ширины спекаемого реагирующего слоя и от других факторов СЛС характерная температура превращения  $T_r$  может заметно отличаться от соответствующей величины для СВС-реагирования. Более удобным в данной ситуации, возможно, будет не предэкспонент  $k_0$ , а величина  $1/\Delta_t$ , где  $\Delta_t$  — характерное время полного реагирования при температуре  $T_r$  элементарного объема системы. Поэтому представляется целесообразным ввести параметры

$$\Delta_r = \frac{RT_r}{E}, \quad \Delta_t = \frac{\exp(1/\Delta_r)}{k_0}$$

и преобразовать (2) к виду

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{1 - \eta}{\Delta_t} \exp\left(\frac{T - T_r}{\Delta_r T}\right). \quad (6)$$

Отметим при этом, что аналогом величины  $\Delta_r$  в теории СВС служит параметр  $\beta$ , который, например, для реакций "с узкой зоной горения" имеет порядок  $10^{-2}$  и ниже.

Свяжем систему координат с центром пятна ЛИ. Введем новую переменную  $z = x - V_{1,s}t$ . Тогда система уравнений (1), (6) примет вид

$$\begin{aligned} c\rho \frac{\partial T}{\partial t} - c\rho V_{1,s} \frac{\partial T}{\partial z} = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + Q_m \exp \left( - \left( 2 \frac{z}{d_{1,s}} \right)^2 \right) \exp \left( - \frac{y}{\alpha_{1,s}} \right) + \\ + Q_r \rho \frac{\partial \eta}{\partial t} - Q_r \rho V_{1,s} \frac{\partial \eta}{\partial z}, \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} - V_{1,s} \frac{\partial \eta}{\partial z} = \frac{(1 - \eta) \exp \left( \frac{(T - T_r)}{\Delta_r T} \right)}{\Delta_t}. \end{aligned} \quad (7)$$

Используя безразмерные переменные

$$\begin{aligned} \tau = \frac{t}{\Delta t}, \quad \xi = \frac{z}{\Delta x}, \quad \zeta = \frac{z}{\Delta y}, \quad \theta = \frac{T - T_r}{T_r}, \quad \theta_0 = \frac{T_0 - T_r}{T_r}, \\ v_{1,s} = \frac{V_{1,s}}{(\Delta x / \Delta t)}, \quad q_m = \frac{Q_m \Delta t}{c\rho T_r} = \frac{4P\Delta t}{\pi \alpha_{1,s} d_{1,s}^2 c\rho T_r}, \\ q_r = \frac{Q_r}{cT_r}, \quad d_{1,s} \Rightarrow \frac{d_{1,s}}{\Delta x}, \quad \alpha_{1,s} \Rightarrow \frac{\alpha_{1,s}}{\Delta y}, \end{aligned}$$

где  $\Delta t = \Delta t$ ;  $\Delta x = \Delta y = \sqrt{\frac{\lambda \Delta t}{c\rho}}$ , систему (7) запишем как

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} - v_{1,s} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} + q_m \exp \left( - \left( 2 \frac{\xi}{d_{1,s}} \right)^2 \right) \exp \left( - \frac{\zeta}{\alpha_{1,s}} \right) + q_r (1 - \eta) \exp \left( \frac{\theta}{\Delta_r (\theta + 1)} \right), \\ \frac{\partial \eta}{\partial \tau} - v_{1,s} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = (1 - \eta) \exp \left( \frac{\theta}{\Delta_r (\theta + 1)} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

с начальными и граничными условиями

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} = 0, \quad \theta(\tau, \xi, +\infty) = \theta_0, \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi \rightarrow \pm\infty} = 0, \quad (9)$$

$$\theta(0, \xi, \zeta) = \theta_0, \quad \eta(0, \xi, \zeta) = 0. \quad (10)$$

**Численный анализ.** Система уравнений (8) решалась на основе разностных схем известным методом переменных направлений с использованием метода прогонки. Процедура расчета строилась на каждом  $n + 1$ -м шаге по времени следующим образом:

1. Вначале, опираясь на вычисленное ранее распределение глубины превращения на  $n$ -м шаге  $\eta^n$ , с помощью разностного представления второго уравнения системы (8) находилось новое распределение глубины превращения  $\eta^{n+1}$ . При этом использовались условия

$$\Delta \eta = \eta^{n+1} - \eta^n, \quad 0 \leq \eta^{n+1} \leq 1.$$

2. После определения  $\eta^{n+1}$  методом прогонки находилось решение первого уравнения системы (8). Для этого оно представлялось в виде

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = L_\xi + L_\zeta + Q, \quad (11)$$

где  $L_\xi$ ,  $L_\zeta$  — операторы по направлениям  $\xi$ ,  $\zeta$ ;  $Q$  — источниковый член, который определялся ранее полученными распределениями по температуре и степени превращения.

Были взяты следующие значения параметров:  $q_m = 198$ ,  $q_r = 0.45$ ,  $d_{l,s} = 0.03$ ,  $\alpha_{l,s} = 5$ ,  $\Delta_r = 0.1$ .

**Обсуждение результатов.** Один из основных моментов анализа предложенной модели состоит в исследовании вопроса о взаимозависимости скорости ЛИ и толщины слоя полностью прореагировавшей химически активной шихты непосредственно за только что прошедшим пятном лазера. С практической точки зрения, это вопрос о толщине насыпаемого слоя для проведения СЛС. Здесь, прежде всего, следует выделить два крайних случая:

I. Скорость ЛИ является слишком малой. Здесь возможны два варианта:

1. Слой шихты достаточно тонок, и (или) имеет место сильный теплоотвод из системы (например, шихта лежит на холодной массивной подложке). Тогда тепловая волна химического превращения будет иметь сложный неустойчивый характер. Она будет постоянно обгонять ЛИ, но по прошествии небольшого промежутка времени останавливаться и дожидаться его подхода, так как не способна к самораспространению без дополнительного тепла извне. Часть превращения будет происходить в ее фронте, а часть — непосредственно в пятне ЛИ. Тепло от ЛИ, вкачиваемое в уже нагретую шихту, будет настолько нагревать систему, что вместо спекания начнет происходить плавление слоя, ломающее схему структуро- и формо-образования СЛС-продукта. Хотя в этом случае речь идет лишь о частичной потере управления процессом СЛС, тем не менее возникающие при этом крайне неблагоприятные условия образования продукта делают этот режим неприемлемым для СЛС технологии. С формальной точки зрения модельное описание этой ситуации требует соответствующих изменений в построении модели, но в силу того, что она не представляла практического интереса, ее модельное описание не проводилось.

2. Достаточно толстый слой шихты. Тогда тепло, выделяемое при реакции СВС шихты настолько велико, что приводит к образованию самораспространяющейся высокотемпературной тепловой волны превращения, которая хорошо изучена в макрокинетике. ЛИ здесь служит лишь ее инициатором и быстро от нее отстает. Это случай полной несовместимости СВС и СЛС, когда управление процессом при помощи ЛИ полностью утрачивается. Такой режим поддается качественному описанию в рамках данной модели, в которой рассматривается слой бесконечной ширины. Как видно из приведенных рисунков (рис. 1, а, б), после короткого промежутка времени по включению лазера процесс СВС становится полностью неуправляемым: СВС волна ведет себя в соответствии с макрокинетикой СВС, а ЛИ является лишь способом поджига СВС-шихты и далее вкачивает дополнительное тепло в уже прореагировавшую систему.

II. Большие скорости ЛИ. В этом случае процесс СЛС также становится неуправляемым, так как в окрестности движущегося ЛИ даже тонкий слой шихты не успевает полностью прореагировать, что приводит в дальнейшем к одному из двух вариантов развития ситуации (рис. 1, в, г). Если тепла в системе оказывается достаточно для продолжения СВС-реагирования в отсутствие ЛИ, то реакция опять происходит полностью бесконтрольно, иначе она быстро затухает и шихта оказывается частично не прореагировавшей.

Предложенная модель позволяет оценить геометрические характеристики и соответствие им значения скорости ЛИ, при которой насыпаемый слой полностью реагирует в окрестности движущегося ЛИ. Данный режим показан на рис. 1, д, е. На этих рисунках приведено также стационарное решение системы (8), (9) в окрестности центра ЛИ, которое имеет место по истечении достаточного времени, чтобы точка системы, в которой ЛИ начало свое движение, покинула наблюдаемую окрестность пятна лазера.

Вид изолиний по температуре (на рис. 1, д) для стационарного решения системы (8), (9), а также  $T(x, 0)$  и  $\eta(x, 0)$ , представленные на рис. 2, позволяют провести оценку скорости  $V_{l,s}$  и сформулировать задачу о глубине превращения при  $y \equiv 0$ :

$$-V_{l,s} \frac{d\eta}{dx} = \frac{(1 - \eta) \exp\left(\frac{(T^* - T_r)}{\Delta_r T^*}\right)}{\Delta_t}, \quad x \in [-\infty, 0],$$

$$\eta(0) = 0,$$

или, поменяв направление оси  $Ox$ , получим

$$V_{l,s} \frac{d\eta}{dx} = \frac{(1 - \eta) \exp\left(\frac{(T^* - T_r)}{\Delta_r T^*}\right)}{\Delta_t}, \quad x \in [0, \infty],$$

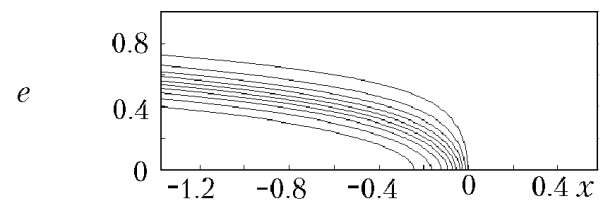
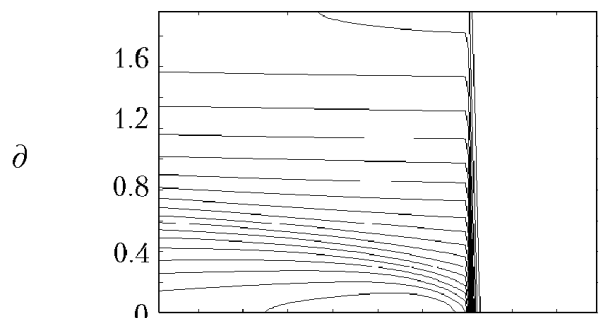
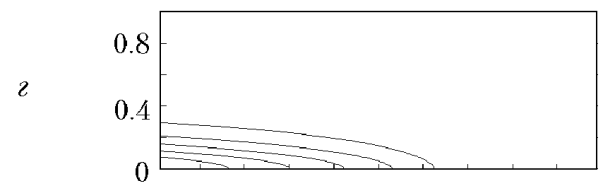
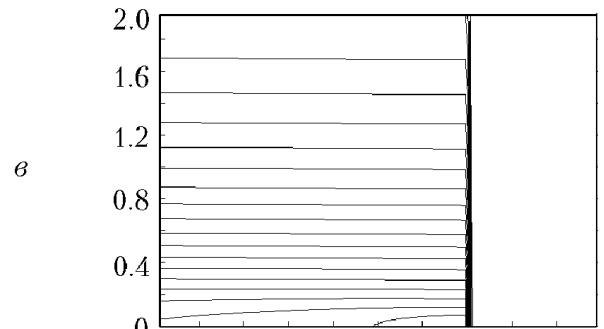
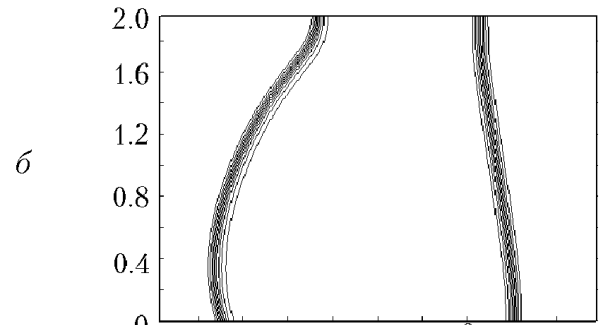
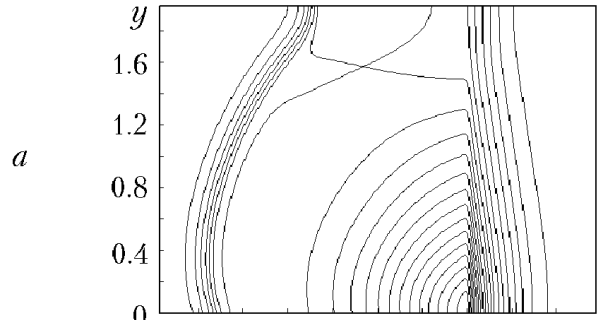
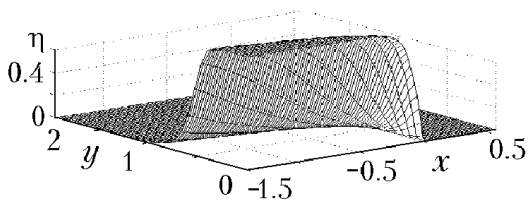
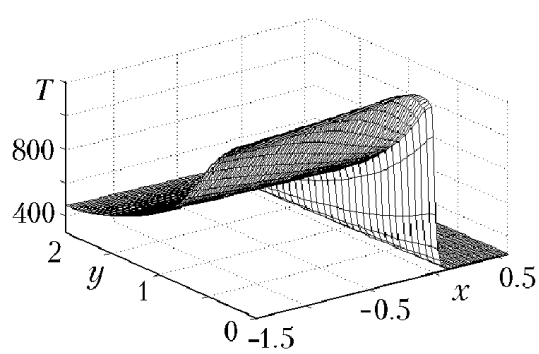
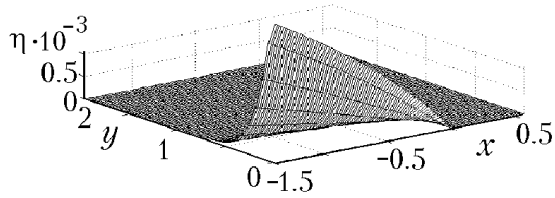
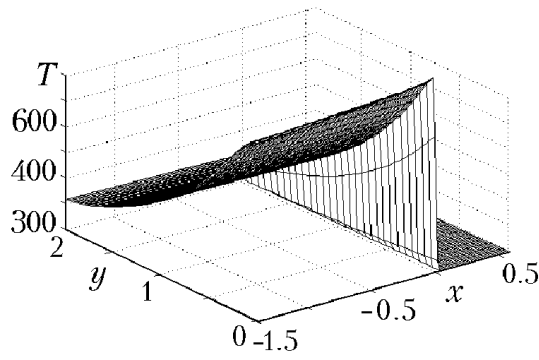
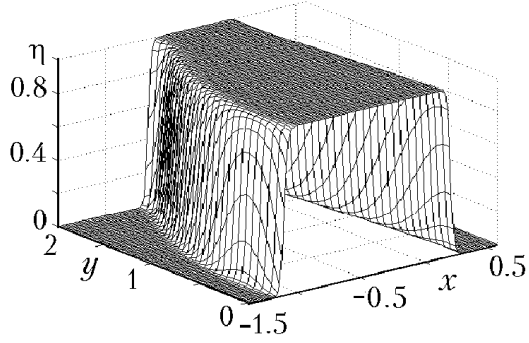
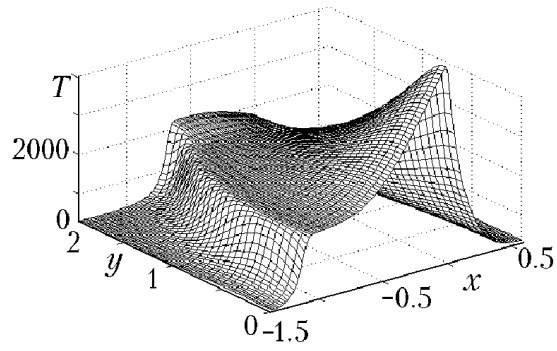


Рис. 1. Поля (слева) и линии уровня (справа) температуры (*a*, *в*, *д*) и степени преобразования (*б*, *г*, *е*) при  $v_{1,s} = 0.76$  (*a*, *б*), 12 (*в*, *г*) и 5 (*д*, *е*)

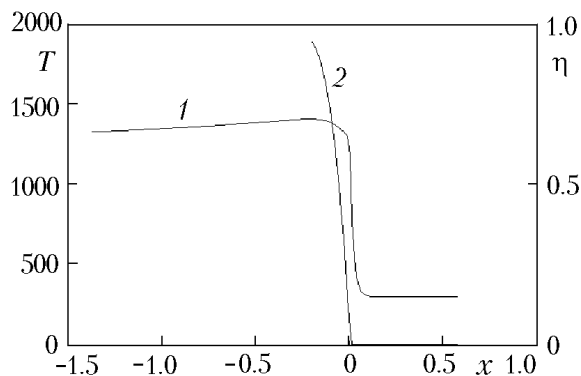


Рис. 2. Графики температуры  $T(x, 0)$  (1) и глубины превращения  $\eta(x, 0)$  (2) при  $v_{1,s} = 5$

$$\eta(0) = 0. \quad (12)$$

В уравнении (10) функция  $\eta$  изменяется от 0 до 1 при одной и той же температуре  $T^*$ , что достаточно хорошо описывает ситуацию, изображенную на рис. 2. Решение этого уравнения имеет вид

$$\eta(x) = 1 - \exp\left[\left(\frac{x}{V_{1,s}\Delta_t}\right) \exp\left(\frac{T^* - T_r}{\Delta_r T^*}\right)\right]. \quad (13)$$

Чтобы с помощью (13) оценить  $V_{1,s}$ , необходимо указать некоторое значение  $\eta < 1$ , например  $\eta = 0.9$ , считая, что при нем реакция в основном уже произошла, затем определить длину участка, в конце которого температура становится постоянной величиной. Далее обозначим это значение как  $\eta$ . Ширину горба температуры на рис. 2, начинающегося после ее резкого подъема возле нуля, обозначим через  $x_r$  и назовем тепловой шириной зоны реакции. Таким образом

$$V_{1,s} = \frac{x_r}{\Delta_t} \frac{\exp\left(\frac{T^* - T_r}{\Delta_r T^*}\right)}{\ln\left(\frac{1}{1 - \eta^*}\right)}. \quad (14)$$

При решении системы (8), (9) с граничными условиями (10) (параметры системы:  $\Delta_t = 0.5$  с,  $\Delta_r = 0.1$ ,  $T_r = 1000$  К,  $T^* = 1400$  К) было взято значение скорости  $V_r = 0.02$  м/с. Оно хорошо согласуется с величиной скорости  $V_{1,s} = 0.019$  м/с, рассчитанной по формуле (12), при  $x_r = 1.25$  мм. Значение  $x_r$  взято на основании рис. 2.

**Заключение.** Предложена двумерная математическая модель, описывающая совмещение процессов самораспространяющегося высокотемпературного синтеза и селективного лазерного спекания, которое контролируется движением пятна лазера. Рассмотрены два источника тепла: за счет нагрева системы лазерным излучением и выделения при химическом превращении реакционноспособных порошковых композиций. Численное исследование модели с помощью метода переменных направлений позволило дифференцировать наиболее характерные режимы. Используя данную модель можно оценить соответствие геометрических характеристик системы и значений скоростей лазерного излучения, при которых насыпаемый слой полностью реагирует в окрестности движущегося пятна лазера. Предложена формула для оценки оптимальной скорости движения пятна лазера для широкого класса реакционноспособных порошковых систем. Результаты настоящей работы хорошо согласуются с ранее полученными экспериментальными данными [6, 7].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-03-96500-р2004 Поволжье\_а).

#### Обозначения

$A_1, A_2, A_a$  – обобщенные теплофизические константы (плотность, теплоемкость, теплопроводность);  $c$  – теплоемкость смеси, Дж/(кг·К);  $d_{1,s}$  – диаметр пятна ЛИ, м;  $E$  – энергия активации химической реакции горения,

Дж/моль;  $k_0$  – предэкспонент, 1/с;  $P$  – мощность ЛВ, Вт;  $Q_m$  – максимальная плотность мощности в центре пятна ЛИ, Дж/(м<sup>3</sup>·с);  $Q_{l.s}$  – энергия лазерного теплового источника, Дж/(м<sup>3</sup>·с);  $Q_h$  – энергия теплового источника, обусловленная химическими превращениями, Дж/(м<sup>3</sup>·с);  $Q_r$  – теплота реакции, Дж/кг;  $R$  – универсальная газовая постоянная, Дж/(кг·К);  $T$  – температура смеси, К;  $T_r$  – температура реакции, К;  $T_0$  – исходная температура смеси, К;  $t$  – временная координата, с;  $V_{l.s}$  – скорость сканирования ЛИ, м/с;  $x$  – пространственная координата (ось  $Ox$  коллинеарна направлению скорости ЛИ), м;  $y$  – пространственная координата (ось  $Oy$  перпендикулярна плоскости движения ЛИ), м;  $\alpha_{l.s}$  – глубина проникновения ЛИ, 1/м;  $\Delta_r$  – относительная тепловая ширина реакции;  $\Delta_t$  – характерное время реагирования элементарного объема, с;  $\eta$  – степень превращения химической реакции;  $\lambda$  – теплопроводность смеси, Дж/(м·с·К);  $v_1$  – удельная доля первого компонента в исходной смеси;  $\rho$  – плотность смеси, кг/м<sup>3</sup>. Индексы: a – воздух; l.s – лазерный источник; 0 – начальный; h – тепловой источник; r – реакция; m – максимум.

## Литература

1. **Багров В. В., Климов Н. А., Нефедов С. В., Петров А. Л., Щербаков В. И., Шишковский И. В.** Программно-аппаратный комплекс по селективному лазерному спеканию // Изв. Самарского научного центра РАН. 2003. Т. 5, № 1 (9). С. 55–64.
2. **Шишковский И. В., Макаренко А. Г., Петров А. Л.** Исследование условий СВС интерметаллидов при селективном лазерном спекании порошковой композиции // ФГВ. 1999. Т. 35, № 2. С. 59–64.
3. **Шишковский И. В., Гуреев Д. М., Петров А. Л.** Формирование биосовместимых интерметаллидных фаз при лазерном спекании порошковых СВС композиций // Изв. РАН. Серия физическая. 1999. Т. 63, № 10. С. 2077–2081.
4. **Камашев А. В., Панин А. С., Петров А. Л., Шишковский И. В.** Использование лазерного источника для синтеза интерметаллидов в системе Ni–Al // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27, вып. 12. С. 28–33.
5. **Морозов Ю. Г., Нефедов С. А., Панин А. И., Петров А. Л., Шишковский И. В.** Исследование условий селективного лазерного спекания в порошковой системе Al–Ti // Изв. РАН. Серия физическая. 2002. Т. 66, № 8. С. 1156–1158.
6. **Гуреев Д. М., Ружечко Р. В., Шишковский И. В.** Исследование условий селективного лазерного спекания керамических порошковых материалов системы ЦТС // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26, вып. 6. С. 84–89.
7. **Шишковский И. В., Кузнецов М. В., Морозов Ю. Г.** Создание объемных изделий на основе гексаферрита бария с добавкой хрома путем совмещения процессов СВС и СЛС // Стекло и керамика. 2003. Т. 60, № 6. С. 14–18.
8. **Dai K. and Shaw L.** Thermal and mechanical finite element modeling of laser forming from metal and ceramic powders // Acta Materialia. 2004. Vol. 52. Pp. 69–80.
9. **Cervera G. V. M. and Lombera G.** Numerical prediction of temperature and density distributions in selective laser sintering processes // Rapid Prototyping Journal. 1999. Vol. 5, No. 1. Pp. 21–26.
10. **Zhang Y., Faghri A., Buckley C. W., and Bergman T. L.** Three-Dimensional Sintering of Two-Component Metal Powders With Stationary and Moving Laser Beams // J. Heat Transfer. Transactions of the ASME. 2000. Vol. 122. Feb. No. 2. Pp. 150–158.
11. **Закиев С. Е., Шкадинский Л. Г.** Тепловое воздействие высокочастотного излучения на фронт высокотемпературного синтеза // Хим. физика. 1998. Т. 17, № 10. С. 112–120.
12. **Иванова А. М., Котова С. П., Куприянов Н. Л., Петров А. Л., Тарасова Е. Ю., Шишковский И. В.** Физические основы процесса селективного лазерного спекания металлополимерных порошковых композиций // Квантовая электроника. 1998. Т. 28, № 5. С. 433–438.
13. **Shishkovsky I. V.** Thermal field analysis under SLS of metal-polymer powder compositions // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4. Apr. Pp. 446–449.
14. **Merzhanov A. G.** History and new developments in SHS // Ceram. Trans. 1995. Vol. 56. Pp. 3–25.