

УДК 536.4

## НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕРМОКИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЛАЗЕРНОГО СКАНИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

А. Г. Князева

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, Россия

E-mail: anna-knyazeva@mail.ru

Представлена теплофизическая модель сканирования лазерным лучом поверхности двухслойной пластины, верхний слой которой плавится и претерпевает усадку вследствие изменения пористости, а нижний слой (подложка) не плавится. Учитывается зависимость теплоемкости, теплопроводности и коэффициента отражения от пористости. Возможны потери тепла вследствие как излучения, так и конвекции. Представлены результаты, свидетельствующие о нестационарности процесса в течение всего времени сканирования. Показано, что сложные термические циклы и неоднородное поле температуры непосредственно связаны с неоднородной усадкой, приводящей к появлению рельефа поверхности, характерного для процессов селективного лазерного плавления.

**Ключевые слова:** лазерное сканирование поверхности, численное моделирование, поле температуры, эволюция пористости, усадка, рельеф поверхности, термические циклы.

DOI: 10.15372/PMTF20210615

**Введение.** В последнее время активно исследуются и используются аддитивные и гибридные технологии [1, 2]. Преимуществом аддитивных технологий является возможность создания объектов со сложной геометрией и организации производства, предполагающего выпуск ограниченного количества изделий с заданными размерами, формой и свойствами. Однако аддитивные технологии имеют также ряд существенных ограничений и недостатков. В [3–5], например, утверждается, что аддитивные технологии недостаточно исследованы и это не позволяет применять их в массовом производстве. Выбор подходящего для конкретного производства технологического режима — длительная и дорогостоящая процедура, применение которой ограничено высокой стоимостью исходных материалов (порошков или проволок, к которым предъявляются особые требования) [6–9] и большим энергопотреблением [10]. Оптимизация технологии и (или) выбор технологических параметров требуют проведения теоретических и экспериментальных исследований [11]. Однако детальное моделирование потоков вещества и тепла в окрестности отдельно выделенной ванны расплава с использованием различных подходов [12–16] не дает представления о процессе в целом.

Несмотря на то что между процессами лазерной сварки металлических материалов [17–19] и различными аддитивными технологиями производства металлических материалов и изготовления деталей [1, 2, 6] (а также между механизмами формирования прочностных свойств) существует сходство, аддитивные технологии имеют ряд особенностей [20], которые необходимо учитывать как при интерпретации результатов эксперимента, так и при моделировании.

---

Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики прочности и материаловедения СО РАН (тема № FWRW-2019-0035).

© Князева А. Г., 2021

В данной работе на основе двумерной термокинетической модели показано, что процессы, происходящие в области действия лазерного луча при сканировании поверхности, существенно нестационарные, поэтому выделить типичную ванну расплава или типичные термические циклы для процесса в целом достаточно сложно.

**1. Постановка задачи.** Математическая модель, на основе которой анализировались термические циклы, характерные для процесса селективного лазерного плавления, включает уравнение теплопроводности, осредненное по толщине слоев  $A$  и  $B$  двухслойной пластины [21, 22]:

$$U \frac{\partial T}{\partial t} + c_B \rho_B \frac{h_B}{h_A + h_{B0}} \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( W \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( W \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] + \frac{W_{ext} - H(x, y, t)}{h_A + h_{B0}},$$

где

$$W = \lambda_A + \lambda_B \frac{h_B}{h_A + h_{B0}}, \quad U = c_A \rho_A + c_B \rho_B \frac{h_B}{h_A + h_{B0}} \quad \text{—}$$

эквивалентная теплопроводность и эквивалентная объемная теплоемкость,

$$u = \frac{\lambda_B}{c_B \rho_B} \frac{1}{h_B} \frac{\partial h_B}{\partial x}, \quad v = \frac{\lambda_B}{c_B \rho_B} \frac{1}{h_B} \frac{\partial h_B}{\partial y} \quad \text{—}$$

конвективные скорости, появляющиеся вследствие того, что в процессе плавления может изменяться толщина порошкового слоя. Функция  $W_{ext}$  соответствует внешнему нагреву, а функция

$$H(T) = \alpha_{eff}(T - T_e) + \sigma_0 \varepsilon_{eff}(T^4 - T_w^4)$$

описывает возможные потери тепла в технологических процессах вследствие конвекции в окружающую атмосферу и (или) вглубь образца и излучения. Здесь  $\alpha_{eff}$  — эффективный коэффициент теплообмена;  $\sigma_0$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $\varepsilon_{eff}$  — эффективная степень черноты;  $T_e$  — температура окружающей среды;  $T_w$  — температура стенок, с которыми происходит теплообмен вследствие излучения.

В процессе лазерного или электронно-лучевого сплавления изменяются пористость порошкового слоя  $\theta$  и его свойства, что также учитывается в модели.

Поскольку в соответствии с технологией слой порошка является тонким, изменение его толщины  $h_B$  можно описать некоторым кинетическим или алгебраическим уравнением

$$h_B = h_B(\theta), \quad \theta = \theta(T). \quad (1)$$

В общем случае функции (1) определяются процессами, происходящими на микроуровне, и считаются заданными. В целом выбор кинетического закона, описывающего эволюцию пористости, представляет собой достаточно сложную задачу, поскольку известные законы не имеют универсального характера и получены для конкретных материалов и технологических процессов. Однако, как показывают исследования [22], выбор конкретного закона непринципиален, так как не приводит к существенному изменению закономерностей, и решение задачи сводится к выбору или определению на основе данных эксперимента подходящих кинетических параметров. Пористость может зависеть не только от температуры. Для образца в форме пластины граничные и начальные условия имеют вид

$$\begin{aligned} x = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad x = X: \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad y = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad y = Y: \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \\ t = 0: \quad T = T_0, \quad h_B = h_{B0}, \quad \theta = \theta_0, \end{aligned}$$

где  $X, Y$  — длина и ширина пластины; индекс “0” соответствует начальной толщине порошкового слоя и начальной пористости.

Полагаем, что источник тепла (лазерный луч) движется вдоль поверхности по некоторой заданной траектории со скоростью  $\mathbf{V}$  ( $V_x, V_y$  — компоненты скорости  $\mathbf{V}$ ). Энергия в луче распределена по закону Гаусса

$$W_{ext} = (1 - f) \frac{W_0}{\pi R_0^2} \exp\left(-\frac{(x - V_x t - x_0)^2 + (y - V_y t - y_0)^2}{R_0^2}\right), \quad (2)$$

где  $f = f(T, \theta)$  — коэффициент отражения, зависящий в общем случае от пористости и температуры;  $W_0$  — мощность лазерного излучения;  $R_0$  — эффективный радиус лазерного луча;  $x_0, y_0$  — координаты точки, из которой начинает движение луч лазера. Заметим, что если лазерное излучение поглощается в слое порошка, то в (2) появляется множитель, определяемый законом поглощения.

В процессе лазерного или электронно-лучевого плавления изменяется пористость порошкового слоя и, следовательно, его толщина, что приводит к изменению свойств материала этого слоя. Поскольку в термодинамике (при фиксированных условиях, например при постоянном давлении или объеме) теплоемкость  $C$  определяется по формуле

$$C = T \frac{\partial S}{\partial T},$$

где  $S$  — энтропия (аддитивная величина), она также обладает свойством аддитивности. Следовательно, для порошкового слоя можно принять

$$\rho_{BCB} = \rho_{Me} c_{Me} (1 - \theta),$$

где  $\rho_{Me}, c_{Me}$  — плотность и теплоемкость металла, из которого изготовлен порошок.

Теплоемкость веществ зависит от температуры и резко увеличивается в окрестности температуры плавления, что при моделировании плавления простых веществ часто описывается с помощью дельта-функции Дирака, а при численной реализации моделей — с помощью дельтообразной функции при условии равенства интегральных потерь тепла при плавлении. В работе [21] плавление явно не учитывалось. В [22] этот процесс описан с помощью дополнительного параметра — доли жидкой фазы, которая изменяется от 0 до 1 в интервале температур плавления от  $T_{sol}$  до  $T_{liq}$ . Такой подход используется в данной работе. Будем полагать, что в указанном интервале температур доля жидкой фазы изменяется по закону

$$\eta_L = \begin{cases} 0, & T < T_{sol}, \\ 1 - \left(\frac{T_{liq} - T}{T_{liq} - T_{sol}}\right)^2, & T_{sol} \leq T < T_{liq}, \\ 1, & T \geq T_{liq}. \end{cases}$$

При этом

$$\rho_{Me} c_{Me} = \begin{cases} (\rho_{Me} c_{Me})_s, & T < T_{sol}, \\ (\rho_{Me} c_{Me})_s + \frac{2Q_m(\rho_{Me})_s}{T_{liq} - T_{sol}} \left| \frac{T_{liq} - T}{T_{liq} - T_{sol}} \right|, & T_{sol} \leq T < T_{liq}, \\ (\rho_{Me} c_{Me})_L, & T \geq T_{liq}. \end{cases}$$

Здесь индекс “s” соответствует твердой фазе, индекс “L” — жидкой фазе. Подложка не плавится.

В настоящей работе, как и в [21], пористость изменяется в соответствии с уравнением

$$\frac{d\theta}{dt} = -z_D(1 - z_0 e^{-\theta/\theta_1})(\theta_2 - \theta) e^{-E_D/(RT)}, \quad \theta = \theta_0, \quad \tau = 0, \quad (3)$$

где  $z_D$ ,  $z_0$ ,  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $E_D$  — параметры, которые требуется определить. Предполагается, что усадка (вызванная изменением пористости) является термически активируемым процессом. Энергия активации в этом уравнении близка либо к энергии активации диффузии, либо к энергии активации химической реакции, которые определяют (ограничивают) скорость процесса усадки. Выражение в квадратных скобках в (3) учитывает уменьшение скорости усадки при малом значении пористости.

В соответствии с законом сохранения массы можно записать

$$h_B = h_{B0} \frac{1 - \theta_0}{1 - \theta}.$$

Известно, что для большинства металлов зависимость поглотительной способности  $A = 1 - f$  от температуры можно считать линейной:

$$A = a + bT$$

(коэффициенты  $a$ ,  $b$  — параметры материала, зависящие от длины волны лазерного излучения). Кроме того, чем больше пористость, тем бóльшая доля излучения поглощается в слое порошка, что обусловлено увеличением площади поверхности пор. Следовательно, в линейном приближении

$$f(T, \theta) = (1 - A)(1 - \theta) = (f_0 - bT)(1 - \theta).$$

Эта зависимость учитывает два противоположных фактора, роль которых определяется соотношением текущих скоростей различных физических процессов.

Еще одним фактором, который необходимо учитывать при моделировании процесса лазерного сканирования поверхности, являются конвективные тепловые потери. Чем больше скорость движения лазера, тем выше скорость конвективных потоков вблизи области воздействия и, следовательно, тем больше эффективный коэффициент теплоотдачи в законе Ньютона. В случае вынужденной конвекции коэффициент теплоотдачи варьируется в диапазоне  $20 \div 200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ . В случае процессов кипения и испарения, которые могут сопутствовать нагреву в области действия луча лазера, этот коэффициент увеличивается на несколько порядков. Поэтому роль тепловыделения должна учитываться при моделировании. Следует отметить, что все указанные коэффициенты для данных технологических условий неизвестны, для их определения необходимо проводить дополнительное исследование.

Задача решается численно с использованием неявной разностной схемы, расщепления по координатам и метода прогонки. Для анализа термических циклов на поверхности выбран ряд точек (рис. 1, *a*). Режим сканирования в модели задается явно, как и в условиях эксперимента (рис. 1, *б*). Расстояние между проходами луча, скорость движения луча лазера и мощность варьировались. Расчеты проводились при следующих значениях параметров:  $f_0 = 0,6$ ,  $b = 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ ,  $z_0 = \theta_1 = 1$ ,  $z_D = 4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $E_D = 1,6 \cdot 10^5 \text{ Дж/моль}$ ,  $\theta_0 = 0,65$ ,  $\theta_2 = 1,1\theta_0$ ,  $X = Y = 1 \text{ см}$ ,  $x_0 = y_0 = 0,02 \text{ см}$ ,  $\alpha_{eff} = 0,5 \text{ Дж}/(\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{К})$ ,  $h_A = 0,1 \text{ см}$ ,  $h_{B0} = 0,1 \text{ см}$ ,  $T_0 = T_e = T_w = 293 \text{ К}$ ,  $|V_x| = |V_y| = 8 \text{ см/с}$ ,  $R_0 = 0,01 \text{ см}$ ,  $T_{sol} = 1950 \text{ К}$ ,  $T_{liq} = 2070 \text{ К}$ , ширина сканируемой области  $0,05 \text{ см}$ ,  $\rho_{Me} = \rho_A = 4,51 \text{ г/см}^3$ ,  $c_{Me} = c_A = 0,53 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{К})$  (плотность и теплоемкость одинаковы в твердой и жидкой фазах),  $\lambda_{Me} = \lambda_A = 0,219 \text{ Дж}/(\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{К})$ .

**2. Анализ результатов.** На рис. 2 показано неоднородное нестационарное поле температуры. Если при первом проходе луча размер и форма ванны расплава и зоны термического влияния подобны соответствующим параметрам для процессов сварки, то при последующих проходах происходят значительные изменения. Это обусловлено наличием теплопроводности, вследствие чего область нагрева в окрестности лазерного луча увеличивается и искривляется. Квазистационарный режим имеет место лишь в случае детали, имеющей значительные размеры, когда при движении в одном направлении успевают

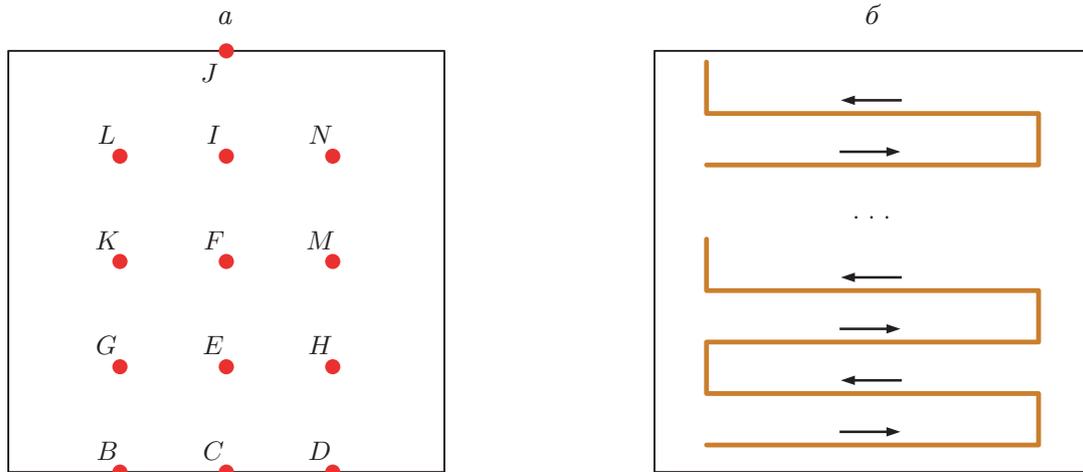


Рис. 1. Точки на поверхности, в которых исследуются параметры процесса сканирования (а), и режим сканирования (б)

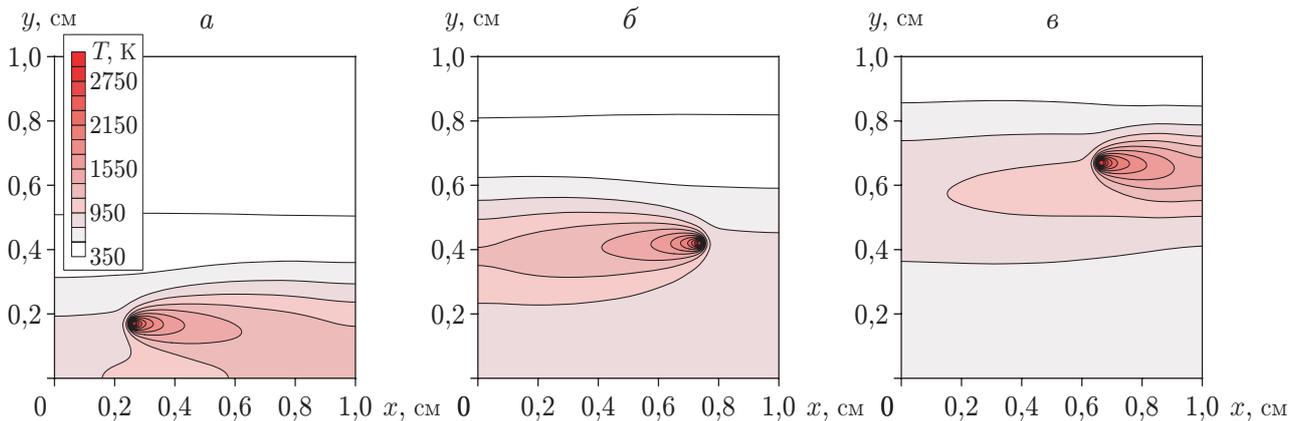


Рис. 2. Поле температуры в различные моменты времени в процессе сканирования поверхности ( $W_0 = 2,3 \cdot 10^3$  Вт):

а —  $t = 0,45$  с, б —  $t = 1,05$  с, в —  $t = 1,6$  с

установиться максимальная температура. При изменении режима сканирования картина меняется.

Во всех точках поверхности имеют место сложные термические циклы (рис. 3), которые качественно подобны. В разных точках поверхности могут различаться и максимальные значения температуры, и число стадий нагрева и охлаждения, и скорость нагрева и охлаждения. Первое увеличение температуры в некоторой выбранной точке не всегда соответствует прохождению луча непосредственно в этой точке. Очевидно, что с увеличением расстояния от точки, на котором проходит луч, его влияние на температуру уменьшается. Количество максимумов на кривых зависимости температуры от времени определяется шириной области сканирования, скоростью движения луча, размерами детали и положением выбранной точки на поверхности. Так, в точках  $E, F, I$  имеют место шесть локальных максимумов с близкими значениями температуры в различные моменты времени (см. рис. 3, а). В точках  $G, K, L, H, M, N$  зависимости температуры от времени различаются. Поведение температуры в крайних точках  $B, C, D, J$  значительно отличается от ее поведения в центре пластины, что также обусловлено наличием теплопроводности и различием механизмов потерь тепла. В результате при охлаждении и кристаллизации

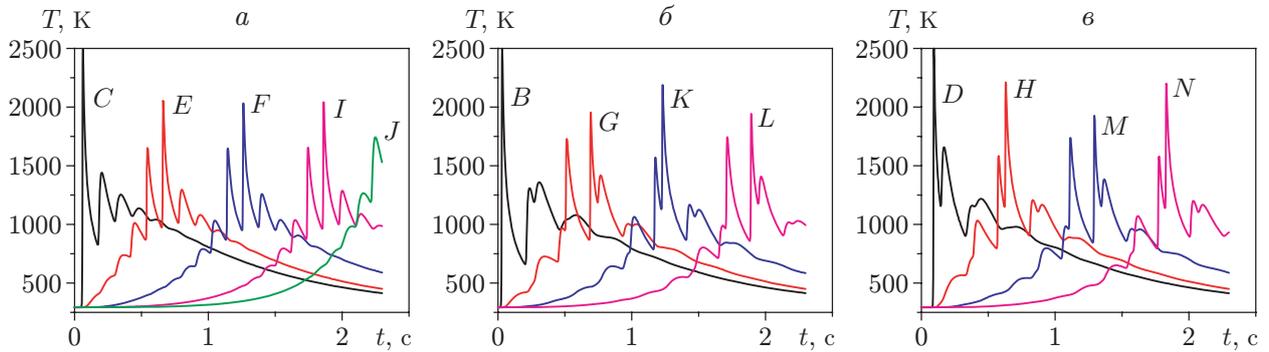


Рис. 3. Нестационарные термические циклы ( $W_0 = 2,3 \cdot 10^3$  Вт):  
*a* — температура в точках *C, E, F, I, J*, *б* — температура в точках *B, G, K, L*,  
*в* — температура в точках *D, H, M, N*

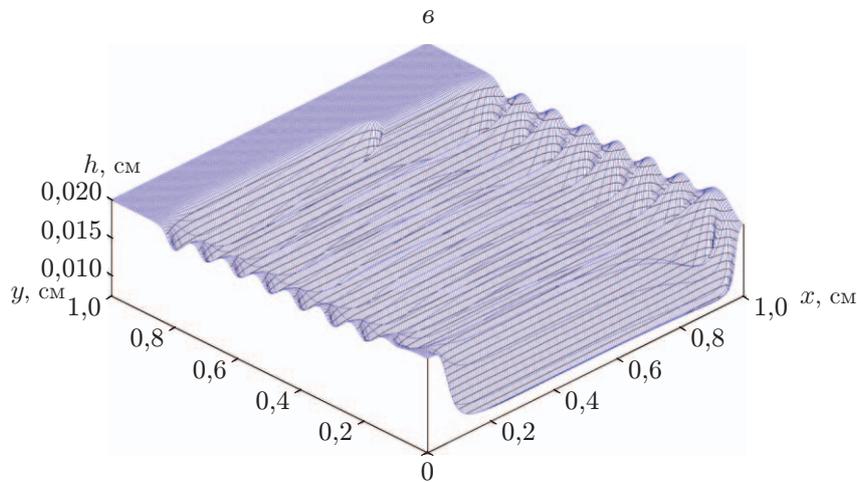
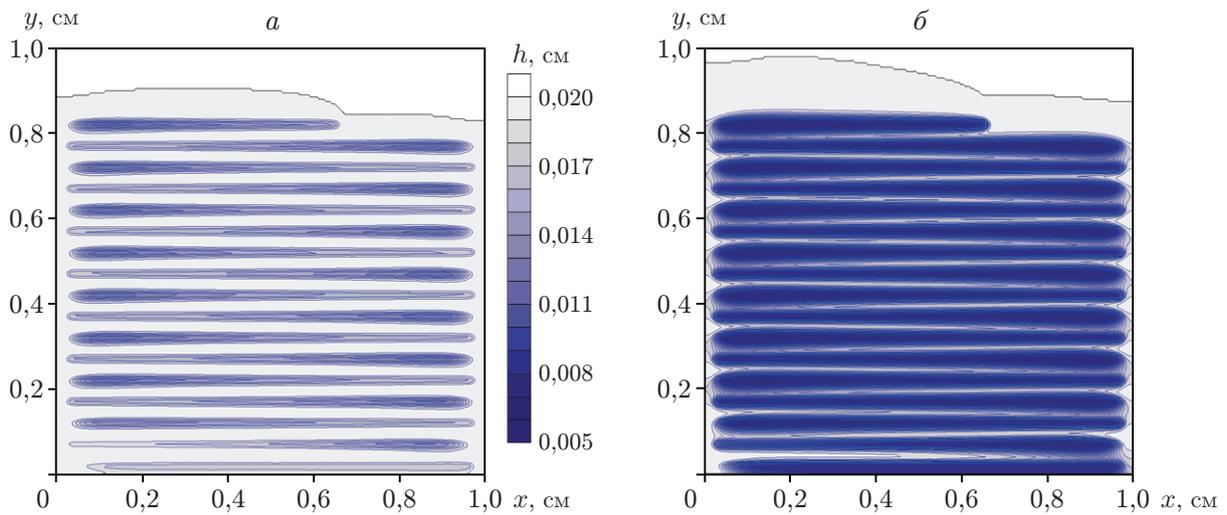


Рис. 4. Толщина порошкового слоя при различных значениях мощности лазерного луча (*a, б*) и рельеф поверхности (*в*):  
*a* —  $W_0 = 2,0 \cdot 10^3$  Вт, *б, в* —  $W_0 = 2,3 \cdot 10^3$  Вт

формируются различные структуры. Заметим, что в экспериментальных исследованиях структура материала в центре и на краях изделий также различна.

На рис. 4 приведено распределение толщины слоя  $B$  при сканировании. Различие значений толщины слоя  $B$  в конце процесса сканирования обусловлено неоднородной пористостью, которая изменяется при изменении температуры. На рис. 4, *a*, полученном при заданных параметрах и  $W = 2 \cdot 10^3$  Вт, толщина слоя изменяется (уменьшается) лишь в окрестности траектории движения лазерного луча. При увеличении мощности и пористость, и толщина изменяются более равномерно (см. рис. 4, *б*). Тем не менее неоднородность рельефа поверхности сохраняется (см. рис. 4, *в*). Размеры выступов и впадин зависят от кинетических параметров в уравнении (3). Гладкость поверхности можно увеличить, уменьшая ширину области сканирования или изменяя его режим (что подтверждается экспериментальными данными). Однако получить однородную по толщине структуру не удастся, поэтому требуется, как и для процессов сварки [17–19], дополнительная обработка поверхности.

**Заключение.** Таким образом, в работе представлена двумерная теплофизическая модель процесса селективного лазерного сканирования, учитывающая эволюцию пористости и усадку порошкового слоя. Реальная порошковая среда заменяется эффективной средой, эквивалентные свойства которой зависят от температуры и пористости. Пористость, в свою очередь, в процессе сканирования изменяется, причем плавление имеет место не при фиксированной температуре, а в интервале температур. С использованием предложенной модели впервые показано, что, несмотря на повторение термических циклов в отдельных точках обрабатываемой поверхности, в течение времени процесса не удастся выделить квазистационарную ванну расплава, по поведению которой можно судить о возможных фазовых или структурных превращениях. Предложенная модель позволяет изучать эволюцию поверхностного рельефа и эффективных свойств при изменении технологических параметров, а также анализировать термические циклы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **DebRoy T., Wey H. L., Zuback J. S., et al.** Additive manufacturing of metallic components — Process, structure and properties // *Progr. Materials Sci.* 2018. V. 92. P. 112–124. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2017.10.001.
2. **Webster S., Lin H., Carter III F. M., et al.** Physical mechanisms in hybrid additive manufacturing: A process design framework // *J. Materials Process. Tech.* 2021. V. 291. 117048. DOI: 10.1016/j.jmatprotec.2021.117048.
3. **Mellor S., Hao L., Zhang D.** Additive manufacturing: a framework for implementation // *Intern. J. Product. Economics.* 2014. V. 149. P. 194–201. DOI: 10.1016/j.ijpe.2013.07.008.
4. **Paris H., Mokterian H., Coatanea E., Museau M.** Comparative environmental impact of additive and subtractive manufacturing technologies // *CIRP Ann. — Manufactur. Technol.* 2016. V. 65, iss. 1. P. 29–32. DOI: 10.1016/j.cirp.2016.04.036.
5. **Strinivas M., Sridhar Babu B.** A critical review on recent research methodologies in additive manufacturing // *Materials Today: Proc.* 2017. V. 4, iss. 8. P. 9049–9059. DOI: 10.1016/j.matpr.2017.07.258.
6. **Kumar M. B., Sathiya P.** Methods and materials for additive manufacturing: A critical review on advancements and challenges // *Thin-walled Structures.* 2021. V. 159. 107228. DOI: 10.1016/j.tws.2020.107228.
7. **Singh S., Ramakrishna S., Singh R.** Material issues in additive manufacturing: A review // *J. Manufactur. Process.* 2017. V. 25. P. 185–200. DOI: 10.1016/j.jmapro.2016.11.006.

8. **Cooke A., Slotwinski J.** Properties of metal powders for additive manufacturing: A review of the state of the art of metal powder property testing // Nat. Inst. Standards Technol. 2012. 7873. [Electron. resource]. Режим доступа: <http://dx.doi.org/10.6028/NIST.IR.7873>.
9. **Tan J. H., Wong W. L. E., Dalgarno K. W.** An overview of powder granulometry on feedstock and part performance in the selective laser melting process // Additive Manufactur. 2017. V. 18. P. 228–255. DOI: 10.1016/j.addma.2017.10.011.
10. **Baumers M., Dickens Ph., Tuck Ch., Hague R.** The cost of additive manufacturing: machine productivity, economies of scale and technology-push // Technol. Forecast. Soc. Change. 2016. V. 102. P. 193–201. DOI: 10.1016/j.techfore.2015.02.015.
11. **Cooke S., Ahmadi K., Willerth S., Herring R.** Metal additive manufacturing: Technology, metallurgy and behavior // J. Manufactur. Process. 2020. V. 57. P. 978–1003. DOI: 10.1016/j.jmapro.2020.07.025.
12. **Жаворонок С. И., Курбатов А. С., Рабинский Л. Н., Соляев Ю. О.** Современные проблемы моделирования теплопереноса в технологических процессах селективного лазерного спекания и сплавления // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57, вып. 6. С. 919–952. DOI: 10.1134/S0040364419060176.
13. **Shu Y., Galles D., Tertuliano O. A., et al.** A critical look at the prediction of the temperature field around a laser-induced melt pool on metallic substrates // Sci. Rep. 2021. V. 11. 12224. DOI: 10.1038/s41598-021-91039-z.
14. **Bikas H., Stavropoulos P., Chryssolouris G.** Additive manufacturing methods and modeling approaches: a critical review // Intern. J. Adv. Manufactur. Technol. 2016. V. 83. P. 389–405. DOI: 10.1007/s00170-015-7576-2.
15. **Cooka P. S., Murphy A. B.** Simulation of melt pool behavior during additive manufacturing: Underlying physics and progress // Additive Manufactur. 2020. V. 31. 100909. DOI: 10.1016/j.addma.2019.100909.
16. **Le K. Q., Tang C., Wong C. H.** On the study of keyhole-mode melting in selective laser melting process // Intern. J. Thermal Sci. 2019. V. 145. 105992. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2019.105992.
17. **Карпов Е. В., Маликов А. Г., Оришич А. М., Аннин Б. Д.** Влияние температуры на разрушение лазерных сварных соединений алюминиевых сплавов авиационного назначения // ПМТФ. 2018. Т. 59, № 5. С. 191–199. DOI: 10.15372/PMTF20180522.
18. **Аннин Б. Д., Фомин В. М., Карпов Е. В. и др.** Влияние Mg и Cu на механические свойства высокопрочных лазерных сварных швов алюминиевых сплавов // ПМТФ. 2017. Т. 58, № 5. С. 208–217. DOI: 10.15372/PMTF20170521.
19. **Карпов Е. В., Маликов А. Г., Оришич А. М., Аннин Б. Д.** Влияние термообработки на разрушение сварного соединения авиационного сплава системы Al–Cu–Li при различных температурах // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 1. С. 91–101. DOI: 10.15372/PMTF20200109.
20. **Oliveira J. P., Santos T. G., Miranda R. M.** Revisiting fundamental welding concepts to improve additive manufacturing: from theory to practice // Progr. Materials Sci. 2020. V. 107. 100590. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2019.100590.
21. **Anisimova M. A., Knyazeva A. G., Krinitcin M. G., et al.** Formation of a porous titanium part under directed energy deposition: theory and experiment // High Temperature Material Process. 2019. V. 23, N 1. P. 1–23. DOI: 10.1615/HighTempMatProc.2018029386.
22. **Knyazeva A. G., Sharkeev Y. P.** Temperature calculation for laser sintering of titanium and niobium taking into account properties change due to powder layer shrinkage // Key Engng Materials. 2016. V. 1, N 712. P. 220–225. DOI: 10.4028/www.scientific.net/KEM.712.220.

*Поступила в редакцию 21/VI 2021 г.,  
после доработки — 21/VI 2021 г.  
Принята к публикации 28/VI 2021 г.*