



<https://doi.org/10.21122/1683-6065-2021-1-114-123>
УДК 621.7.014

Поступила 12.01.2021
Received 12.01.2021

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МАТЕРИАЛОМ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ПОРОШКОВ И ВОЛОКОН

Ю. Д. ЧЕРНИЧЕНКО, М. Н. ВЕРЕЩАГИН, С. Н. ЦЕЛУЕВА, УО «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», г. Гомель, Беларусь, пр. Октября, 48. E-mail: tselueva@gmail.com, М. Ю. ЦЕЛУЕВ, ГНУ «Институт механики металлополимерных систем имени В. А. Белого НАН Беларуси», г. Гомель, Беларусь, ул. Кирова, 32а

Воздействие лазерного излучения на твердое тело приводит к изменению температурного поля обрабатываемого вещества. Характер нагрева, определяющийся скоростями изменения температуры, температурных градиентов, оказывается различным в зависимости от свойств обрабатываемого материала и условий обработки.

Основными физическими параметрами процесса лазерной обработки твердых тел являются удельная мощность поглощенного лазерного потока 10^4 – 10^9 Вт/см² и время взаимодействия металла с лучом 10^{-5} – 10^{-8} с. При взаимодействии подобных импульсов излучения с поверхностью происходит мгновенное взрывоподобное плавление части материала и перевод окружающего поверхность вещества в плазменное состояние. Последующее расширение плазмы сопровождается возникновением ударной волны с пиковым давлением 1–10 ГПа, которая действует на материал, и имеет место диспергирование металла.

Решена математическая задача нагрева и плавления цилиндрической пластины нормально падающим на ее поверхность световым потоком лазерного излучения, описываемая системой уравнений теплопроводности в трех сечениях нагреваемой пластины, которые характеризуются временным фактором воздействия лазерного излучения на вещество: 1) $0 \leq t \leq t_m$; 2) $t > t_m$; 3) $t_m < t \leq t_h$ (здесь t_m , t_h – момент времени, соответствующий началу образования жидкой фазы и завершению плавления пластины).

Представлены расчетные зависимости изменения температуры поверхности металлических сплавов X18H10T, X15H60 в течение воздействия импульса излучения лазера длительностью $\tau=5$ мс. Наличие фазового перехода, связанного с плавлением металла (перегиб на кривых), ведет к временному снижению скорости роста температуры. Распределение температурных полей показывает значительную неоднородность в распределении температуры по толщине материалов, которая достигает 2000 °С и более в зависимости от толщины металла и условий воздействия. Температурные кривые нагрева поверхности повторяют форму импульса, а температура остального металла имеет нелинейную тенденцию к повышению с выходом на асимптоту.

Установлено, что процесс взрывного распыления металла требует прогрева объема материала выше температуры плавления при толщине 300–350 мкм и энергии воздействия 7–8 Дж. Снижение уровня энергетического воздействия до 5–6 Дж и увеличение толщины заготовки более 500 мкм не обеспечивают требуемого для реализации процесса распыления распределения температурных полей.

Ключевые слова. Лазерное излучение, лазерная поверхностная обработка, температурное поле, уравнение теплопроводности, граничные условия, импульс излучения лазера, удельная плотность мощности, температура плавления, интегральное преобразование Лапласа, интегральное преобразование Ханкеля.

Для цитирования. Черниченко, Ю. Д. Взаимодействие лазерного излучения с материалом при получении порошков и волокон / Ю. Д. Черниченко, М. Н. Верещагин, С. Н. Целуева, М. Ю. Целуев // *Литье и металлургия*. 2021. № 1. С. 114–123. <https://doi.org/10.21122/1683-6065-2021-1-114-123>.

INTERACTION OF LASER RADIATION WITH THE MATERIAL DURING PRODUCTION POWDERS AND FIBERS

Y. D. CHERNICHENKO, M. N. VERESCHAGIN, S. N. TSELUEVA, Gomel State Technical University named after P. O. Sukhoj, Gomel, Belarus, 48, Ochyabrya ave. E-mail: tselueva@gmail.com, M. Yu. TSELUEV, V. A. Belyi Metal-polymer Research Institute of National Academy of Sciences of Belarus, Gomel, Belarus, 32a, Kirova str.

The effect of laser radiation on a solid body leads to a change in the temperature field of the processed substance. The nature of heating, which is determined by the rate of change in temperature and temperature gradients, is different depending on the properties of the processed material and processing conditions.

The main physical parameters of the process of laser processing of solids are the specific power of the absorbed laser stream 10^4 – 10^9 W/cm² and the interaction time of the metal with the beam – 10^{-5} – 10^{-8} s. When such radiation pulses interact with the

surface, an instantaneous explosive melting of a part of the material occurs and the substance surrounding the surface is transferred to the plasma state. The subsequent expansion of the plasma is accompanied by the appearance of a shock wave with a peak pressure of 1–10 GPa, which acts on the material, and the metal is dispersed.

The mathematical problem of heating and melting a cylindrical plate with a laser light flux that normally affects its surface is solved. This problem is described by a system of thermal conductivity equations in three sections of the heated plate, which are characterized by the time factor of the laser radiation effect on the substance 1) $0 \leq t \leq t_m$; 2) $t > t_m$; 3) $t_m < t \leq t_h$ (here t_m , t_h is the time moment corresponding to the beginning of the formation of the liquid phase and the end of the melting of the plate, respectively).

The calculated dependences of changes in the surface temperature of metal alloys X18N10T, X15N60 during the action of a laser radiation pulse with a duration of $\tau=5$ ms are presented. The presence of a phase transition associated with metal melting (an inflection in the curves) leads to a temporary decrease in the rate of temperature growth. The distribution of temperature fields causes a significant heterogeneity in the distribution of temperature over the thickness of materials, which reaches 2000 °C or more depending on the thickness of the metal and the conditions of exposure. The temperature curves of the surface heating repeat the shape of the pulse, and the temperature of the rest of the metal has a nonlinear tendency to increase with the output to the asymptote.

It is established that the process of explosive metal sputtering requires heating the volume of the material above the melting point at a thickness of 300–350 microns and an impact energy of 7–8 J. Reducing the level of energy impact to 5–6 J and increasing the thickness of the workpiece more than 500 microns does not provide the distribution of temperature fields required for the implementation of the spraying process.

Keywords. Laser radiation, laser surface treatment, temperature field, thermal conductivity equation, boundary conditions, laser radiation pulse, specific power density, melting point, Laplace integral transform, Hankel integral transform.

For citation. Chernichenko Y. D., Vereschagin M. N., Tselueva S. N., Tseluev M. Yu. Interaction of laser radiation with the material during production powders and fibers. *Foundry production and metallurgy*, 2021, no. 1, pp. 115-123. <https://doi.org/10.21122/1683-6065-2021-1-115-123>.

Одним из перспективных направлений лазерной технологии является лазерная обработка металлов и сплавов, которая включает ряд технологических процессов: закалку, легирование и наплавку, ударно-импульсную обработку, аморфизацию поверхности и др. [1–3]. Перспективность данных технологий обусловлена возможностью создания новых структур с улучшенными физико-химическими, механическими и эксплуатационными свойствами. Улучшение эксплуатационных свойств материалов связано с изменением структуры, фазового и химического составов слоев. Взаимодействие лазерного излучения с твердым телом обеспечивает возможность получения метастабильных структур, которые недостижимы, или трудно достижимы, традиционными методами обработки. Неравновесная структура образуется вследствие воздействия лазерного луча с высокой плотностью энергии с металлом за короткий промежуток времени. Такое воздействие позволяет фиксировать высокие скорости охлаждения расплава, порядка 10^5 – 10^6 °C/с. Импульсное плавление малых объемов металла обеспечивает получение однородных жидкостей (расплавов), которые после кристаллизации могут фиксировать структуру жидкостей или аморфное состояние с уникальными свойствами. Основными физическими параметрами процесса лазерной обработки твердых тел являются удельная плотность мощности поглощенного лазерного потока (10^4 – 10^9 Вт/см²) и время взаимодействия металла с лучом (10^{-5} – 10^{-8} с) [1]. При взаимодействии подобных импульсов излучения с поверхностью происходит мгновенное взрывоподобное испарение части материала и перевод окружающего поверхность вещества в плазменное состояние. Последующее расширение плазмы сопровождается возникновением ударной волны с пиковым давлением 1–10 ГПа, которая действует на материал. Следствием распространения ударных волн в кристаллическом веществе является образование различного рода структурных дефектов, что, в свою очередь, приводит к изменению свойств материала.

Цель данной работы – исследование процесса взаимодействия лазерного излучения с материалом при получении порошков и волокон.

Рассмотрим однородную цилиндрическую пластину радиусом ρ_0 и толщиной h , имеющую начальную температуру T_0 . С момента времени $t=0$ поверхность пластины ($z=0$, $0 \leq \rho \leq \rho_0$) облучается нормально падающим световым потоком монохроматического импульсного лазерного излучения (рис. 1).

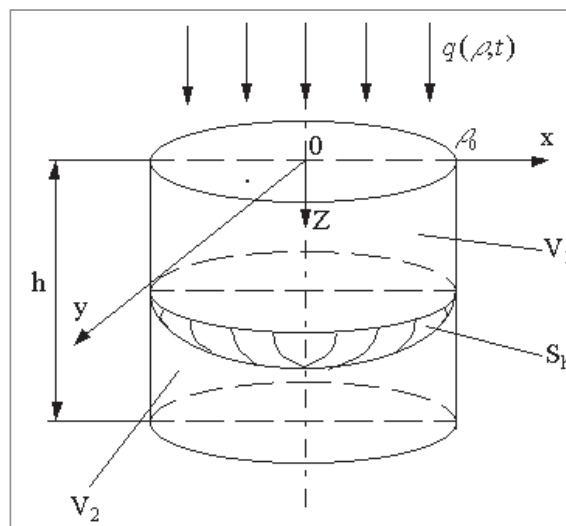


Рис. 1. Схема процесса нагрева и плавления материала

При нормальном падении лазерного излучения на поверхность цилиндрической пластины световой поток частично отражается от поверхности ($z=0, 0 \leq \rho \leq \rho_0$), а частично проникает внутрь материала, поглощаясь в нем. Будем предполагать, что распределение плотности поглощенного светового потока в сечении $z = \text{const}$ и изменение его во времени подчиняется закону Бугера-Ламберта [4]:

$$Q(\rho, z, t) = Aq(\rho, t) \exp \left\{ - \int_0^z \alpha(z') dz' \right\}, \quad (1)$$

где $A=1-R$ – поглощательная способность материала;

R – усредненный коэффициент отражения материала при нормальном падении излучения;

$\alpha(z)$ – коэффициент поглощения света в среде (для металлов $\alpha(z) = \alpha = \text{const}$).

Функция $q(\rho, t) = q(\rho)p(t)$ описывает пространственно-временное распределение плотности мощности светового потока в поперечном сечении лазерного луча. Будем считать, что пространственное распределение плотности мощности лазерного излучения описывается гауссовским законом распределения [5]:

$$q(\rho) = q_0 \exp(-k\rho^2), \quad \rho \geq 0, \quad (2)$$

где q_0 – плотность мощности светового потока на оси лазерного луча;

k – коэффициент сосредоточенности, см^{-2} , определяющий степень «остроты» источника.

Описание временной структуры квазистационарного монохроматического импульсного лазерного излучения, создаваемого оптическим квантовым генератором (ОКГ), выберем в виде (рис. 2):

$$p(t) = \sum_{i=0}^{\infty} \left\{ \Theta(t - \tau_i) - \Theta(t - \tau_i - \tau_i) \right\} \sin \left(\frac{\pi}{\tau_i} (t - \tau_i) \right), \quad (3)$$

$$\tau_i = l\tau_{ip}, \tau_{ip} = \tau_i + \tau_p,$$

где τ_i – длительность импульса лазерного излучения;

τ_p – длительность паузы между двумя последовательными импульсами лазера;

$$\Theta(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t \geq 0. \end{cases} \quad (4)$$

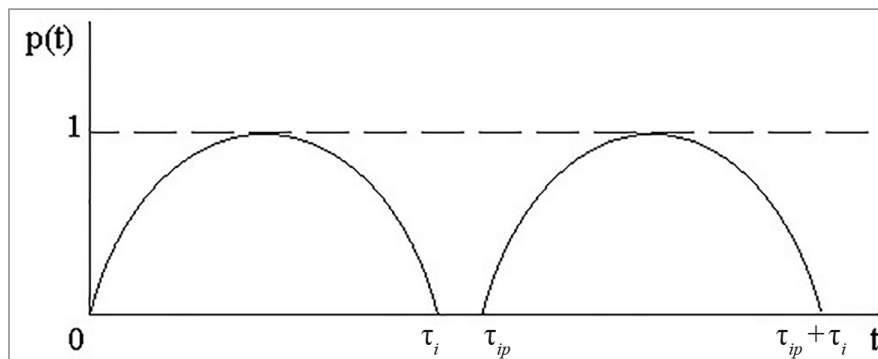


Рис. 2. Временная структура излучения

Будем предполагать, что за время нагрева и плавления пластины теплообмен между поверхностью пластины и окружающей ее средой (воздухом) подчиняется закону Ньютона. Потерями тепла с поверхности пластины за счет лучеиспускания по закону Стефана-Больцмана и за счет абляции можно пренебречь. Вся энергия лазерного излучения идет на нагрев и плавление материала пластины. Учитывая сделанные предположения, математическая модель нагрева и плавления цилиндрической пластины радиусом ρ_0 и толщиной h (см. рис. 1) нормально падающим на ее поверхность ($z=0$) световым потоком лазерного излучения (1) описывается системой уравнений теплопроводности (задача Стефана [6, 7]):

$$C_2 \gamma_2 \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_2 \Delta T_2 + \alpha_2 A_2 q(\rho) p_2(t)^{-\alpha_2 z}, \quad (\rho, z) \in V_1 + V_2, \quad 0 < t < t_m, \quad (5)$$

$$C_1 \gamma_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \Delta T_1 + \alpha_1 A_1 q(\rho) p_1(t) e^{-\alpha_1 z}, \quad (\rho, z) \in V_1, \quad t > t_m, \quad (6)$$

$$C_2 \gamma_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \Delta T_2, \quad (\rho, z) \in V_2, \quad t_m < t < t_h \quad (7)$$

с граничными условиями:

$$\left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (8)$$

$$\left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial T_2}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0} = 0, \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0} = 0, \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad (13)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0} = 0. \quad (14)$$

На границе раздела фаз S_t с момента времени $t \geq t_m$ выполняются дополнительные условия [6]:

$$T_1 = T = T_m \text{ при } (\rho, z) \in S_t, t_m \leq t \leq t_h, \quad (15)$$

$$(\lambda_2 \text{grad} T - \lambda_1 \text{grad} T_1) \text{grad} F + L_m \gamma_1 \frac{\partial F}{\partial t} = 0 \quad (16)$$

при $(\rho, z) \in S_t, t_m \leq t \leq t_h$.

Начальные условия при $t=0$ и $t=t_m$:

$$T_2(\rho, z, 0) = T_0, \quad (17)$$

$$T(\rho, z, t_m) = T_2(\rho, z, t_m). \quad (18)$$

В выражениях (5)–(18) приняты следующие обозначения:

V_1, V_2 – области жидкой и твердой фаз соответственно;

$C_1 \gamma_1, C_2 \gamma_2$ – коэффициенты объемной удельной теплоемкости жидкой и твердой фаз;

λ_1, λ_2 – коэффициенты теплопроводности жидкой и твердой фаз;

L_m – удельная теплота плавления материала;

α_1, α_2 и A_1, A_2 – коэффициенты поглощения света и поглощательная способность жидкой и твердой фаз материала пластины;

$F(\rho, z, t)=0$ – уравнение границы S_t раздела фаз;

t_m – момент времени, соответствующий началу образования жидкой фазы;

t_h – момент времени, соответствующий завершению плавления пластины;

T_m – температура плавления материала пластины.

Функции $p_i(t)$ ($i=1, 2$) определяются через функции (3):

$$p_1(t) = p(t) \Theta(t - t_m),$$

$$p_2(t) = p(t) [\Theta(t) - \Theta(t - t_m)].$$

При формировании математической модели предполагалось, что теплофизические свойства материала соответствующих областей постоянны, т.е. коэффициенты $C_i, \gamma_i, \lambda_i, \alpha_i, A_i$ ($i=1, 2$) – постоянны. С учетом сказанного решение системы уравнений (5)–(7) с граничными (8)–(16) и начальными (17)–(18) условиями распадается на следующие три задачи:

А. Решение уравнения теплопроводности (5) с граничными условиями (8), (9), а также начальным условием (17) в области $V_1+V_2, 0 \leq t \leq t_m$, а также определение времени t_m .

В. Решение уравнения теплопроводности (6) с граничными условиями (10), (11) в области $V_1, t > t_m$.

С. Решение уравнения теплопроводности (7) с граничными условиями (13), (14) и начальным условием (18) в области $V_2, t_m \leq t \leq t_h$ с использованием решения А.

Дополнительные условия (15) и (16) необходимы для определения границы раздела фаз S_i .

Поскольку при радиусе пятна нагрева $r_0 \geq \rho_0$ выполняется условие

$$r_0 \gg \sqrt{a_j \tau_i}, \quad j=1,2,$$

в задачах А–С можно полагать $\rho_0 = \infty$. Кроме того, длительность импульса лазера τ_i существенно больше длительности паузы τ_p : $\tau_i \gg \tau_p$. Поэтому выражение (3) при $\tau_p = 0$ можно представить в виде:

$$p(t) = \frac{1}{2}(1 - \cos \omega t), \quad \omega = \frac{2\pi}{\tau_i}. \quad (19)$$

Решение задач А, В, С ищем в цилиндрической системе координат (ρ, φ, z) :

$$\begin{aligned} T_2(\rho, z, t) &= T_0 + U_2(\rho, z, t), \\ T_1(\rho, z, t) &= T_m + U_1(\rho, z, t), \\ T(\rho, z, t) &= T_m + U(\rho, z, t). \end{aligned} \quad (20)$$

Учитывая сказанное выше, вместо уравнений (5)–(7) с краевыми и начальными условиями (8)–(18) имеем следующие задачи:

Задача А:

$$\frac{1}{a_2} \frac{\partial U_2}{\partial t} = \Delta_\rho U_2 + \frac{\partial^2 U_2}{\partial z^2} + \frac{\alpha_2 A_2}{\lambda_2} q(\rho) p_2(t) e^{-\alpha_2 z}, \quad (\rho, z) \in V_1 + V_2, 0 < t \leq t_m, \quad (21)$$

$$\left. \frac{\partial U_2}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial U_2}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad (22)$$

$$\left. \frac{\partial U_2}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0} = 0, \quad (23)$$

$$U_2|_{\rho=0} < \infty, \quad (24)$$

$$U_2|_{t=0} = 0. \quad (25)$$

Задача В:

$$\frac{1}{\alpha_1} \frac{\partial U_1}{\partial t} = \Delta_\rho U_1 + \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} + \frac{\alpha_1 A_1}{\lambda_1} q(\rho) p_1(t) e^{-\alpha_1 z}, \quad (\rho, z) \in V_1(t), t > t_m, \quad (26)$$

$$\left. \frac{\partial U_1}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (27)$$

$$\left. \frac{\partial U_1}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0} = 0, \quad (28)$$

$$U_1|_{\rho=0} < \infty. \quad (29)$$

Задача С:

$$\frac{1}{a_2} \frac{\partial U}{\partial t} = \Delta_\rho U + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}, \quad (\rho, z) \in V(t), t_m < t < t_h, \quad (30)$$

$$\left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad (31)$$

$$\left. \frac{\partial U}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0} = 0, \quad (32)$$

$$U|_{\rho=0} < \infty, \quad (33)$$

$$U = U_0 = U_2 + T_0 - T_m \quad \text{при } t = t_m. \quad (34)$$

К задачам В и С необходимо присоединить дополнительные условия, которые в принятых обозначениях имеют следующий вид:

$$U_1=U=0 \text{ при } (\rho, z) \in S_t, t_m \leq t \leq t_h, \tag{35}$$

$$(\lambda_2 \text{grad}U - \lambda_1 \text{grad}U_1) \text{grad}F + L_m \gamma_m \frac{\partial F}{\partial t} = 0$$

при $(\rho, z) \in S_t, t_m \leq t \leq t_h$.

Здесь введены следующие обозначения:

$$a_j = \frac{c_j \gamma_j}{\lambda_j} - \text{коэффициент температуропроводности } (j=1, 2);$$

$$\Delta \rho = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) - \text{радиальная часть оператора Лапласа в цилиндрической системе координат.}$$

Для решения задачи А применяются интегральное преобразование Лапласа по переменной t :

$$\tilde{U}(\rho, z, s) = \int_0^\infty dt e^{-st} U(\rho, z, t), \tag{36}$$

интегральное преобразование Ханкеля по переменной $\rho (0 \leq \rho < \infty)$:

$$V(r) = \int_0^\infty d\rho \sqrt{r\rho} J_0(r\rho) \tilde{\mathcal{G}}(\rho, z, s), \tag{37}$$

$$\tilde{\mathcal{G}}(\rho, z, s) = \sqrt{\rho} \tilde{U}(\rho, z, s),$$

где $J_0(r\rho)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка, а также обратные интегральные преобразования Ханкеля:

$$\tilde{\mathcal{G}}(\rho, z, s) = \sqrt{\rho} \tilde{U}(\rho, z, s) = \int_0^\infty dr \sqrt{r\rho} J_0(r\rho) V(r, z, s) \tag{38}$$

и Лапласа

$$U(\rho, z, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{x_0-i\infty}^{x_0+i\infty} ds e^{st} \tilde{U}(\rho, z, s), \quad x_0 > \text{Re } s. \tag{39}$$

Решение уравнения теплопроводности (21) с граничными и начальными условиями (22)–(25) с учетом интегрального преобразования Лапласа (36), интегрального преобразования Ханкеля (37), а также обратных интегральных преобразований Ханкеля (38) и Лапласа (39) принимает следующий вид (решение задачи А):

$$U_2(\rho, z, t) = \frac{\alpha_2^2 q_2}{2\pi} e^{-\alpha_2^2 h} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{t'} d\sigma \frac{e^{\frac{\alpha_2^2 \sigma - \rho^2}{4(\sigma+\eta)}}}{\sigma + \eta} \sin^2 \left[\frac{\omega_2}{2} (t' - \sigma) \right] \times$$

$$\times \int_{t'-\sigma}^{t'} d\tau' \frac{e^{-\alpha_2^2 (t'-\tau') - (h^2+z^2)/4(t'-\tau')}}{\sqrt{(t'-\tau')}} \text{sh} \left[\frac{hz}{2(t'-\tau')} \right] \int_0^{\sigma+\tau'-t'} d\tau'' \frac{e^{-\alpha_2^2 \tau''}}{\sqrt{\tau''}} \left(1 + \Theta_0 \left(0, e^{\frac{h^2}{\tau''}} \right) \right) -$$

$$- \frac{\alpha_2^2 q_2}{2\sqrt{\pi}} \int_0^{t'} d\sigma \frac{e^{\frac{\alpha_2^2 \sigma - \rho^2}{4(\sigma+\eta)}}}{\sigma + \eta} \sin^2 \left[\frac{\omega_2}{2} (t' - \sigma) \right] \int_0^\sigma d\tau' \frac{e^{-\alpha_2^2 \tau' - \frac{z^2}{4\tau'}}}{\sqrt{\tau'}} +$$

$$+ \frac{\alpha_2 q_2}{2} e^{-\alpha_2 z} \int_0^{t'} d\sigma \frac{e^{\frac{\alpha_2^2 \sigma - \rho^2}{4(\sigma+\eta)}}}{\sigma + \eta} \sin^2 \left[\frac{\omega_2}{2} (t' - \sigma) \right],$$

где Θ_0 – эллиптическая тэта-функция.

Для решения задачи В применим преобразование Лапласа (36) к соотношениям (26)–(29), проведя в них преобразование новой переменной $\tau : \tau = t - t_m \geq 0$. При этом функция $p_1(t)$ переходит в функцию $p_1(\tau) = \Theta(\tau) p(\tau + t_m)$, $\tau \geq 0$. При решении задачи используются также обратные интегральные преобразования Ханкеля (38) и Лапласа (39).

Окончательно решение задачи В записывается в виде:

$$\begin{aligned}
U_1(\rho, z, t) = & \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\tau_1} d\tau' \frac{e^{-\frac{-(h^2+z^2)}{4(\tau_1-\tau')}}}{\sqrt{\tau_1-\tau'}} \operatorname{sh} \left[\frac{hz}{2(\tau_1-\tau')} \right] C_1(\rho, \tau_1, \tau') + \\
& + \frac{\alpha_1 q_1}{2} e^{-\alpha_1^2 \eta - \alpha_1 z} \int_{\eta}^{\tau_1 + \eta} d\tau'' \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau'' - \rho^2}{4\tau''}}}{\tau''} \sin^2 \left[\frac{\omega_1}{2} (\tau_1 - \tau'' + t'_m + \eta) \right] - \frac{\alpha_1^2 q_1 e^{-\alpha_1^2 \eta}}{2\sqrt{\pi}} \times \\
& \times \int_{\eta}^{\tau_1 + \eta} d\tau'' \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau'' - \rho^2}{4\tau''}}}{\tau''} \sin^2 \left[\frac{\omega_1}{2} (\tau_1 - \tau'' + t'_m + \eta) \right] \int_0^{\tau'' - \eta} d\tau' \frac{e^{-\frac{\alpha_1^2 \tau' - z^2}{4\tau'}}}{\sqrt{\tau'}}.
\end{aligned} \quad (41)$$

Переходим к решению задачи С. Для этого применяем преобразования Лапласа (36) к соотношениям (30)–(34), проводя в них также преобразование к новой переменной $\tau : \tau = t - t_m \geq 0$. В результате приходим к следующему уравнению с граничными и начальными условиями:

$$\Delta \rho \tilde{U} + \frac{d^2 \tilde{U}}{dz^2} - \frac{s}{a_2} \tilde{U} = -\frac{U_0}{a_2}, \quad (42)$$

$$\left. \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad (43)$$

$$\left. \frac{\partial \tilde{U}}{\partial \rho} \right|_{\rho=\infty} = 0, \quad \tilde{U} \Big|_{\rho=0} < \infty. \quad (44)$$

Для решения уравнения (42) с граничными условиями (43) и (44) будем предполагать, что к моменту времени $\tau=0$ ($t=t_m$) температура T_2 достигает значения T_m (задача А) и только после этого происходит плавление (задачи В и С). Из такой модели нагрева и плавления следует, что в начальном условии (34) $U_0=0$. Вводя функцию (37) и применяя интегральное преобразование Ханкеля (37) к уравнению (42), считая $U_0=0$, и граничному условию (43), приходим к следующей задаче:

$$\frac{\partial^2 V(r, z, s)}{\partial z^2} - \left(r^2 + \frac{s}{a_2} \right) V(r, z, s) = 0, \quad (45)$$

$$\left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=h} = 0. \quad (46)$$

Решение соотношений (45), (46) представим в виде:

$$V(r, z, s) = \tilde{A}(r, s) \left[e^{-z\sqrt{(s+a_2 r^2)/a_2}} + e^{-(z-2h)\sqrt{(s+a_2 r^2)/a_2}} \right]. \quad (47)$$

Применяя обратные преобразования Ханкеля (38) и Лапласа (39), решение задачи С запишем в виде:

$$U(\rho, z, t) = T(\rho, z, t) - T_m = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\tau_2} d\tau' \frac{e^{-\frac{-h^2+(h-z)^2}{4(\tau_2-\tau')}}}{\sqrt{\tau_2-\tau'}} \operatorname{sh} \left[\frac{h(h-z)}{2(\tau_2-\tau')} \right] C(\rho, \tau_2, \tau'), \quad \tau_2 = a_2 \tau, \quad \tau = t - t_m, \quad (48)$$

где

$$C(\rho, \tau_2, \tau') = \int_0^{\infty} dr \sqrt{r} J_0(\rho r) A(r, \tau') e^{-r^2(\tau_2-\tau')}; \quad (49)$$

$$A(r, \tau) = \frac{1}{2\pi i} \int_{x_0-i\infty}^{x_0+i\infty} ds e^{s\tau} \tilde{A}(r, s). \quad (50)$$

Для определения коэффициентных функций $C_1(\rho, \tau_1, \tau)$, $C(\rho, \tau_2, \tau)$ и уравнения границы плавления S_t необходимо использовать дополнительные условия (35). Подстановка в условия (35) решений (41) и (48) дает следующие выражения:

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\tau_2} d\tau' \frac{e^{-\frac{-h^2+(h-z)^2}{4(\tau_2-\tau')}}}{\sqrt{\tau_2-\tau'}} \operatorname{sh} \left[\frac{h(h-z)}{2(\tau_2-\tau')} \right] C(\rho, \tau_2, \tau') = 0, \quad (51)$$

$$\begin{aligned} & \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\tau_1} d\tau' \frac{e^{-\frac{h^2+z^2}{4(\tau_1-\tau')}}}{\sqrt{\tau_1-\tau'}} \operatorname{sh}(\rho, \tau_1, \tau') + \frac{\alpha_1 q_1}{2} e^{-\alpha_1^2 \eta - \alpha_1 z} \times \\ & \times \int_{\eta}^{\tau_{1+\eta}} d\tau'' \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau'' - \rho^2}{4\tau''}}}{\tau''} \sin^2 \left[\frac{\omega_1}{2} (\tau_1 - \tau'' + t'_m + \eta) \right] \int_{\eta}^{\tau_{1-\eta}} d\tau' \frac{e^{-\frac{\alpha_1^2 \tau' - z^2}{4\tau'}}}{\sqrt{\tau'}} = 0, \end{aligned} \quad (52)$$

которые должны выполняться по границе раздела фаз, задаваемой уравнением $z=f(\rho, \tau)$, для любого момента времени τ . Отсюда следует, что

$$C_1(\rho, \tau_1, \tau') \equiv 0, \quad C(\rho, \tau_2, \tau') \equiv 0. \quad (53)$$

Тогда условие (52) можно представить в виде:

$$e^{\alpha_1 z} \int_0^1 dx \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau_1 x - \rho^2}{4(\tau_1 x + \eta)}}}{\tau_1 x + \eta} = \frac{\alpha_1 \sqrt{\tau_1}}{\sqrt{\pi}} \int_0^1 dx \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau_1 x - \rho^2}{4(\tau_1 x + \eta)}}}{\tau_1 x + \eta} \int_0^1 dy \frac{e^{-\frac{\alpha_1^2 \tau_1 xy - z^2}{4\tau_1 xy}}}{\sqrt{y}} \quad (54)$$

при $z = f(\rho, \tau)$.

Подстановка в условия (35) решений (41), (48) и (53) приводит к условию:

$$\begin{aligned} & \frac{\rho \alpha_1 \lambda_1 q_1 \tau_1}{4} \frac{\partial f}{\partial \rho} \left\{ e^{-\alpha_1 z} \int_0^1 dx \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau_1 x - \rho^2}{4(\tau_1 x + \eta)}}}{(\tau_1 x + \eta)^2} - \frac{\alpha_1 \sqrt{\tau_1}}{2\sqrt{\pi}} \int_0^1 dx \sqrt{x} \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau_1 x - \rho^2}{4(\tau_1 x + \eta)}}}{(\tau_1 x + \eta)^2} \times \right. \\ & \left. \times \int_0^1 dy \frac{e^{-\frac{\alpha_1^2 \tau_1 xy - z^2}{4\tau_1 xy}}}{\sqrt{y}} \right\} - \frac{\alpha_1 \sqrt{\tau_1}}{2\sqrt{\pi}} \int_0^1 dx \sqrt{x} \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau_1 x - \rho^2}{4(\tau_1 x + \eta)}}}{(\tau_1 x + \eta)^2} \int_0^1 dy \frac{e^{-\frac{\alpha_1^2 \tau_1 xy - z^2}{4\tau_1 xy}}}{\sqrt{y}} \left\{ - \frac{\alpha_1 \lambda_1 q_1 \tau_1}{2} \times \right. \\ & \left. \times \left\{ e^{\alpha_1 z} \int_0^1 dx \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau_1 x - \rho^2}{4(\tau_1 x + \eta)}}}{(\tau_1 x + \eta)} - \frac{z}{2\sqrt{\pi \tau_1}} \int_0^1 dx \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau_1 x - \rho^2}{4(\tau_1 x + \eta)}}}{\sqrt{x}} \int_0^1 dy \frac{e^{-\frac{\alpha_1^2 \tau_1 xy - z^2}{4\tau_1 xy}}}{\sqrt{y}} \right\} + L_m \gamma_1 \frac{\partial f}{\partial \tau} = 0, \end{aligned} \quad (55)$$

которое должно выполняться на границе раздела фаз и служит вместе с условием (54) для определения уравнения этой границы $z = f(\rho, \tau)$.

Учитывая условия (53), решение задач В и С принимает вид:

$$U(\rho, z, t) = T(\rho, z, t) - T_m = 0, \quad (\rho, z) \in V_2; \quad (56)$$

$$\begin{aligned} U_1(\rho, z, t) = T_1(\rho, z, t) - T_m = & \frac{\alpha_1 q_1 e^{-\alpha_1^2 \eta - \alpha_1 z}}{2} \int_{\eta}^{\tau_{1+\eta}} d\tau'' \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau'' - \rho^2}{4\tau''}}}{\tau''} \sin^2 \left[\frac{\omega_1}{2} (\tau_1 - \tau'' + \eta) \right] - \\ & - \frac{\alpha_1^2 q_1 e^{-\alpha_1^2 \eta}}{2\sqrt{\pi}} \int_{\eta}^{\tau_{1+\eta}} d\tau'' \frac{e^{\frac{\alpha_1^2 \tau'' - \rho^2}{4\tau''}}}{\tau''} \sin^2 \left[\frac{\omega_1}{2} (\tau_1 - \tau'' + \eta) \right] \int_0^{\tau'' - \eta} d\tau' \frac{e^{-\frac{\alpha_1^2 \tau' - z^2}{4\tau'}}}{\sqrt{\tau'}}, \quad (\rho, z) \in V_1. \end{aligned} \quad (57)$$

Одним из основных результатов воздействия лазерного излучения на металлические материалы является изменение температурного поля в объеме вещества. Процесс нагрева материала, характеризующийся достигаемыми температурами, температурными градиентами, скоростью нагрева, наличием структурных и фазовых переходов, зависит от оптических и теплофизических свойств материала и энергетических условий воздействия излучения. Фазовые переходы при нагреве металлов сопровождаются поглощением значительного количества скрытой теплоты, учет влияния которой на развитие температурных полей в веществе возможен при решении соответствующей задачи Стефана.

На рис. 3, 4 представлены расчетные зависимости изменения температуры поверхности металлических сплавов (X18N10T и X15N60) в течение воздействия импульса излучения лазера длительностью $\tau=5$ мс. В расчетах использовали симметричную колонообразную (синусоида) временную форму импульса. Наличие фазового перехода, связанного с плавлением металла (перегиб на кривых), ведет к временному снижению скорости роста температуры, которая восстанавливается после полного расплавления заготовки. Ход температурных кривых при различных энергиях импульса и толщинах заготовки соответствует структуре импульса со сдвигом пика температуры на $\sim 1,5$ мс относительно пика выделения энергии излучения.

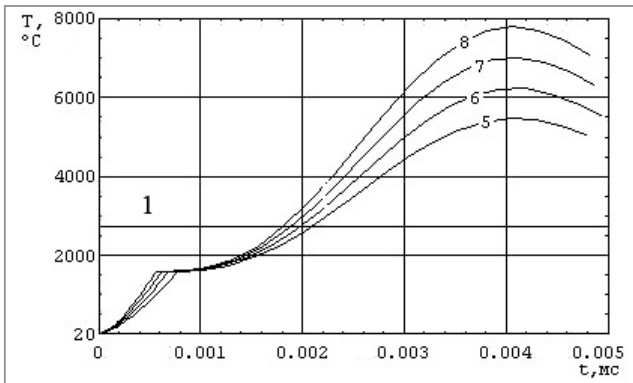


Рис. 3. Изменение температуры поверхности заготовки в течение длительности импульса излучения (материал – X18N10T; $h = 300$ мкм; 1 – температура кипения сплава; надписи на кривых соответствуют энергии в импульсе излучения, Дж)

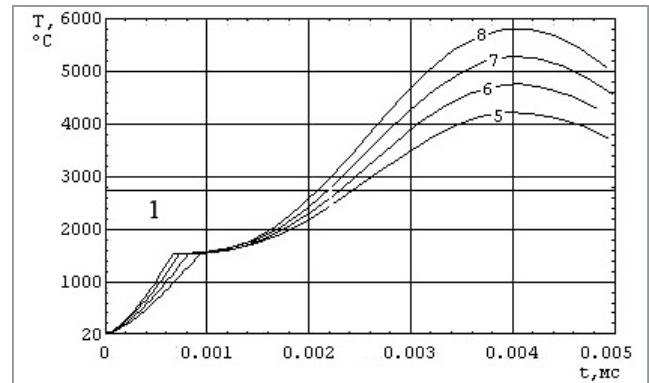


Рис. 4. Изменение температуры поверхности заготовки в течение длительности импульса излучения (материал – X15H60; $h = 300$ мкм; 1 – температура кипения сплава; надписи на кривых соответствуют энергии в импульсе излучения, Дж)

Распределение температурных полей в жидкой фазе сплавов X15H60 и X18N10T приведено на рис. 5–8. Графики показывают значительную неоднородность в распределении температуры по толщине материалов, которая достигает 2000 °C и более в зависимости от толщины металла и условий воздействия. Температурные кривые нагрева поверхности и околоповерхностных слоев повторяют форму импульса, температура остального объема металла имеет нелинейную тенденцию к повышению с выходом на асимптоту.

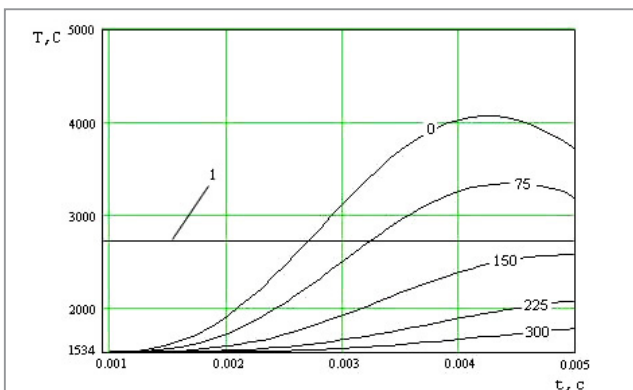


Рис. 5. Температурное поле в расплаве (X15H60) при толщине исходной заготовки $h=300$ мкм и энергии в импульсе излучения $E=5$ Дж (1 – температура кипения сплава; надписи на кривых соответствуют расстоянию (мкм), отсчитываемому от поверхности нагрева)

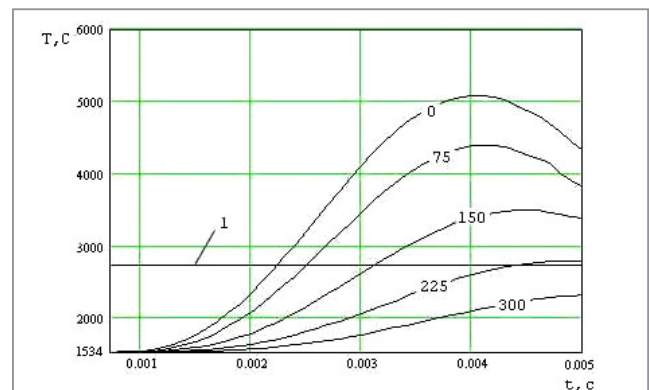


Рис. 6. Температурное поле в расплаве (X15H60) при толщине исходной заготовки $h=300$ мкм и энергии в импульсе излучения $E=7$ Дж (1 – температура кипения сплава; надписи на кривых соответствуют расстоянию (мкм), отсчитываемому от поверхности нагрева)

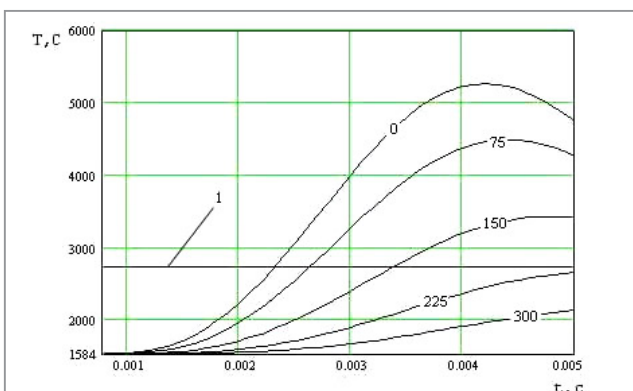


Рис. 7. Температурное поле в расплаве (X18N10T) при толщине исходной заготовки $h=300$ мкм и энергии в импульсе излучения $E=5$ Дж (1 – температура кипения сплава; надписи на кривых соответствуют расстоянию (мкм), отсчитываемому от поверхности нагрева)

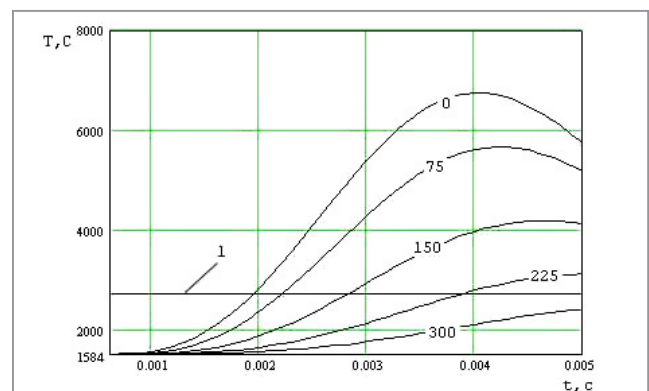


Рис. 8. Температурное поле в расплаве (X18N10T) при толщине исходной заготовки $h=300$ мкм и энергии в импульсе излучения $E=7$ Дж (1 – температура кипения сплава; надписи на кривых соответствуют расстоянию (мкм), отсчитываемому от поверхности нагрева)

Реализация процесса взрывного распыления металла требует прогрева объема материала выше температуры кипения. С этой точки зрения целесообразно использовать заготовки сплавов X18H10T и X15H60 толщиной 300–350 мкм при энергии воздействия 7–8 Дж, что обеспечивает прогрев выше точки кипения более 50% толщины заготовки (рис. 6, 8). Снижение уровня энергетического воздействия до 5–6 Дж и увеличение толщин заготовки более 500 мкм не обеспечивают требуемого для реализации процесса распыления распределения температурных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: справ. / Н. Н. Рыкалкин [и др.]. М.: Машиностроение, 1985. 496 с.
2. **Леонтьев, П. А.** Лазерная поверхностная обработка металлов и сплавов / П. А. Леонтьев, Н. Г. Чеканова, М. Г. Хан. М.: Metallurgija, 1986. 142 с.
3. **Коваленко, В. С.** Обработка материалов импульсным излучением лазеров / В. С. Коваленко. Киев: Выща шк., 1977. 144 с.
4. **Соколов, А. В.** Оптические свойства металлов / А. В. Соколов. М.: Физмашгиз, 1961. 464 с.
5. **Бреховских, В. Ф.** Определение вида пространственного распределения мощности теплового источника при действии луча лазера на сталь / В. Ф. Бреховских, А. Н. Кокора, А. А. Углов // Физика и химия обработки материалов. 1967. № 6. С. 3–9.
6. **Рубинштейн, Л. И.** Проблема Стефана / Л. И. Рубинштейн. Рига: Звайгзне, 1967. 457 с.
7. **Гольдфарб, Э. М.** Теплотехника металлургических процессов / Э. М. Гольдфарб. М.: Metallurgija, 1967. 439 с.

REFERENCES

1. **Rykalkin N. N.** *Lazernaja i jelektronno-luchevaja obrabotka materialov* [Laser and electron-beam processing of materials]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1985, 496 p.
2. **Leont'ev P. A., Chekanova N. G., Han M. G.** *Lazernaja poverhnostnaja obrabotka metallov i splavov* [Laser surface treatment of metals and alloys]. Moscow, Metallurgija Publ., 1986, 142 p.
3. **Kovalenko V. S.** *Obrabotka materialov impul'snym izlucheniem lazerov* [Processing of materials by pulsed laser radiation]. Kiev, Vyshha shkola Publ., 1977, 144 p.
4. **Sokolov A. V.** *Opticheskie svojstva metallov* [Optical properties of metals]. Moscow, Fizmashgiz Publ., 1961, 464 p.
5. **Brehovskih V. F., Kokora A. N., Uglov A. A.** *Opređenje vida prostranstvennogo raspredelenija moshhnosti teplovogo istochnika pri dejstvii lucha lazera na stal'* [Determination of the type of spatial power distribution of a heat source under the action of a laser beam on steel]. *Fizika i himija obrabotki materialov = Physics and chemistry of materials processing*, 1967, no. 6, pp. 3–9.
6. **Rubinshtejn L. I.** *Problema Stefana* [Stefan's Problem]. Riga, Zvajgzne Publ., 1967, 457 p.
7. **Gol'dfarb Je. M.** *Teplotehnika metallurgicheskikh processov* [Heat engineering of metallurgical processes]. Moscow, Metallurgija Publ., 1967, 439 p.