

УДК 532.5/6 + 519.6:621.785.5  
DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-25-34

## Оценка конвективного массопереноса при импульсном лазерном нагреве поверхности стали

В. Н. Попов

*Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН  
Новосибирск, Россия*

### Аннотация

Проведено численное моделирование процессов при легировании поверхностного слоя металла в подложке под воздействием импульсного лазерного излучения. С помощью предлагаемой математической модели, описывающей термо- и гидродинамические явления, рассматриваются процессы, включающие разогрев металла, его плавление, конвективный тепломассоперенос в расплаве и затвердевание после окончания импульса. По результатам численных экспериментов в зависимости от условий нагрева подложки определены два варианта формирования структуры течения в расплаве и распределения легирующего вещества.

### Ключевые слова

термокапиллярная конвекция, конвективный тепломассоперенос, импульсное лазерное излучение, легирование металла, численное моделирование, поверхностно-активное вещество

### Для цитирования

Попов В. Н. Оценка конвективного массопереноса при импульсном лазерном нагреве поверхности стали // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 4. С. 25–34. DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-25-34

## Evaluation of Convective Mass Transfer during Pulsed Laser Heating of Steel Surface

V. N. Popov

*Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS  
Novosibirsk, Russian Federation*

### Abstract

Numerical modeling of the processes during the alloying of the substrate surface metal layer under pulsed laser radiation is carried out. The proposed mathematical model is used to consider the various processes, such as: heating, phase transition, heat and mass transfer in the molten metal, solidification of the melt. The surface of the substrate is covered with a layer of alloying substance that penetrates the melt. According to the results of numerical experiments, depending on the heating conditions of the substrate, two variants of the formation of the flow structure in the melt and the distribution of the alloying substance are determined.

### Keywords

thermocapillary convection, convective heat and mass transfer, impulse laser radiation, metal alloying, numerical simulation, surface active component

### For citation

Popov V. N. Evaluation of Convective Mass Transfer during Pulsed Laser Heating of Steel Surface. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 4, p. 25–34. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-25-34

## Введение

Одним из распространенных способов улучшения эксплуатационных свойств деталей является легирование расплава при лазерной обработке их поверхностей, что способствует повышению твердости, износостойкости и других физико-механических характеристик сталь-

© В. Н. Попов, 2018

ных изделий [1; 2]. В ходе исследований процессов в поверхностном слое металла при воздействии лазерного импульса определено, что основным фактором, влияющим на качество легирования, является термокапиллярная конвекция, которая при определенных условиях способствует гомогенному распределению материалов, проникающих в расплав [2; 3]. Однако проблема эффективности перемешивания легирующих добавок в расплаве до сих пор далека от решения [2], так как обычно не учитываются состав обрабатываемого металла [1] и, как следствие, возможные изменения его свойств. В [4–6] рассмотрено влияние растворенных в расплаве поверхностно-активных веществ на характер конвекции и показано, что структура течений в расплаве зависит от наличия и количества примесей. В связи с этим при совершенствовании технологии легирования поверхностного слоя металла актуальны исследования происходящих в нем взаимосвязанных процессов теплопереноса, фазового перехода, конвекции, распределения вводимого материала, а использование методов численного моделирования является единственным инструментом их детального рассмотрения [4–7].

В настоящей работе с использованием численного моделирования исследуются возможные структуры конвективных течений, возникающих в расплавленном металле при импульсном лазерном воздействии на поверхность подложки. Модель учитывает влияние поверхностно-активных веществ в металле на поверхностное натяжение расплава. В качестве материала подложки рассматривается сплав стали, в котором фактически всегда в небольших количествах присутствует сера, являющаяся поверхностно-активным веществом для расплавленного металла [6; 8]. С помощью предлагаемой математической модели, описывающей термо- и гидродинамические явления, исследуются нестационарные процессы, включающие нагрев металла, его плавление, конвективный теплоперенос в расплаве и далее, после окончания импульса, затвердевание. По результатам численных экспериментов оцениваются структуры течений и их влияние на распределение легирующего вещества, проникающего в жидкий металл с его поверхности, в зависимости от условий разогрева.

### Математическая модель и алгоритм реализации

Рассматривается физическая задача импульсного воздействия луча лазера с радиусом  $r_0$  перпендикулярно на поверхность металлической подложки из сплава железа, температура

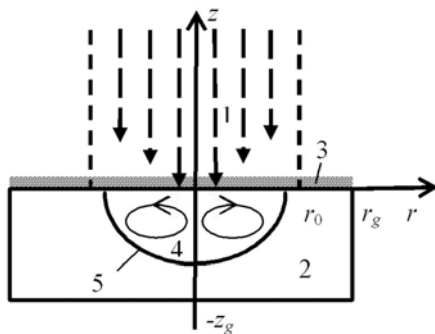


Рис. 1. Схема воздействия лазерного импульса на подложку: 1 – луч лазера; 2 – металлическая подложка и легирующий материал (3) на ее поверхности; 4 – расплав; 5 – граница проплавленной зоны

Fig. 1. Schematic of the action of the laser impulse: 1 – laser beam; 2 – metal substrate and alloying material (3) on the surface; 4 – melt; 5 – melted zone boundary

которой ниже температуры кристаллизации (рис. 1). Импульсное излучение имеет постоянную по времени мощность, продолжительность –  $t_H$ , а плотность мощности потока описывается распределением Гаусса. Поверхность подложки покрыта слоем легирующего материала. Под воздействием энергии металл разогревается и плавится, фазовый переход происходит при температуре плавления материала подложки  $T_m$ . В образовавшейся и увеличивающейся со временем жидкой лунке развивается конвекция под действием капиллярных и термогравитационных сил. Растворившаяся в расплаве часть легирующего материала формирующимися течениями распределяется в проплавленной лунке. На границе фазового перехода выполняются условия прилипания. После завершения импульса за счет отвода тепла в неразогретый материал подложки и теплообмена с окружающей средой происходит остывание расплава и затвердевание.

Для упрощения задачи считается, что теплофизические характеристики жидкой, твердой и двухфазной сред одинаковые и не зависят от температуры. Массовое содержание проникающего материала ма-

ло, и его влиянием на физические параметры расплава можно пренебречь. Количество растворенных компонентов в расплаве не значительно, так что можно не учитывать их влияние на температуру фазового перехода, полагая  $T_m = \text{const}$ . Плавление и затвердевание металла рассматривается в приближении Стефана с использованием эффективной теплоемкости [9]. Предполагается, что при рассматриваемых режимах нагрева небольшие величины конвективных скоростей обуславливают плоскую форму свободной поверхности жидкости. Границы  $r_g, z_g$  рассматриваемой области выбраны таким образом, чтобы их положение не оказывало влияние на исследуемые процессы.

Распределение температурного поля в твердом и жидком материале подложки описывается уравнением конвективного теплопереноса в цилиндрической системе координат  $(r, z)$ , которое для безразмерных переменных имеет вид

$$c_{ef}[\theta_t + (\nabla \cdot \mathbf{u})\theta] = \frac{1}{\text{Pr}} \Delta \theta, \quad 0 \leq r \leq r_g, \quad -z_g \leq z \leq 0. \quad (1)$$

Здесь  $\theta$  – температура;  $t$  – время;  $\text{Pr} = \nu/a$  – число Прандтля,  $\nu$  – кинематическая вязкость расплава,  $a$  – температуропроводность;  $\mathbf{u}$  – вектор скорости в расплавленном металле с компонентами  $u, w$  в радиальном ( $r$ ) и вертикальном ( $z$ ) направлениях соответственно (в твердом металле  $u \equiv 0, w \equiv 0$ ). Эффективная теплоемкость, учитывающая скрытую теплоту фазового перехода  $\kappa$ , описывается соотношением  $c_{ef} = 1 + \delta(\theta - 1)\text{St}$ , где  $\delta(\theta - 1) = 1$  при  $\theta \in [1 - \Delta\theta/2, 1 + \Delta\theta/2]$  и  $\delta(\theta - 1) = 0$ , если  $\theta \notin [1 - \Delta\theta/2, 1 + \Delta\theta/2]$ ,  $\Delta\theta$  – температурный интервал, на котором «размазывается» фазовая граница;  $\text{St} = \kappa / (c_p T_m)$  – число Стефана;  $\kappa$  – удельная теплота плавления;  $c_p$  – удельная теплоемкость. Безразмерные параметры определяются с помощью характерного размера  $r_0$ , скорости  $v_0 = \nu/r_0$ , времени  $t_0 = r_0/v_0$  и температуры  $T_m$ :  $r = r/r_0, z = z/r_0, u = u/v_0, w = w/v_0, t = t/t_0, \theta = T/T_m$ .

Граничные условия для уравнения (1) следующие. На оси симметрии

$$\lim_{r \rightarrow 0} r(\partial\theta/\partial r) = 0, \quad r = 0, \quad -z_g \leq z \leq 0.$$

На внешней боковой границе расчетной области

$$\partial\theta/\partial r = 0, \quad r = r_g, \quad -z_g \leq z \leq 0.$$

На верхней границе ( $z = 0$ ):

$$\partial\theta/\partial z = q(r), \quad 0 \leq r \leq 1; \quad \partial\theta/\partial z = \alpha(\theta_c - \theta), \quad 1 < r \leq r_g, \quad t \leq t_H;$$

$$\partial\theta/\partial z = \alpha(\theta_c - \theta), \quad 0 \leq r \leq r_g, \quad t > t_H.$$

На нижней границе расчетной области

$$\partial\theta/\partial z = 0, \quad 0 \leq r \leq r_g, \quad z = -z_g.$$

Здесь  $\alpha = \alpha_0 r_0 / \lambda$ ,  $q(r) = [q_0 \exp(-2r^2)]r_0 / (\lambda T_m)$ ,  $\alpha_0 = \varepsilon \sigma_0 (T^2 + T_c^2)(T + T_c)$ ,  $q(r)$  – плотность мощности теплового источника (в безразмерном виде),  $\sigma_0$  – постоянная Стефана – Больцмана;  $\lambda, \varepsilon$  – теплопроводность и степень черноты материала подложки;  $q_0$  – максимальная плотность мощности потока;  $T_c$  – температура окружающей среды ( $\theta_c = T_c/T_m$ ).

При плавлении и затвердевании материала скорость  $v_n$  для каждой точки границы «расплав – твердая фаза»  $\zeta(r, z, t)$  определяется условием

$$\text{Pr} \text{St} v_n = \partial\theta/\partial\mathbf{n}|_{\theta=1-} - \partial\theta/\partial\mathbf{n}|_{\theta=1+},$$

где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор нормали.

При плавлении металла в области  $\theta > 1$  с границей «расплав – твердая фаза»  $\zeta(r, z, t)$  течение в жидкости описывается уравнениями Навье – Стокса в приближении Буссинеска

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_t + (\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{u} &= -\nabla p + \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{k} \text{Gr}(\theta - 1), \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $p$  – давление;  $\text{Gr} = \beta_p g r_0^3 T_m / \nu^2$  – число Грасгофа;  $g$  – ускорение свободного падения;  $\beta_p$  – коэффициент объемного теплового расширения расплава;  $\mathbf{k}$  – единичный вектор вдоль координатной оси  $z$ .

Граничные условия для уравнений (2) следующие. На поверхности «расплав – твердая фаза»  $\zeta(r, z, t)$

$$u = 0, \quad w = 0.$$

На оси симметрии  $r=0$ ,  $-z_f(t) \leq z \leq 0$  ( $-z_f(t)$  – координата границы фазового перехода)

$$u = 0, \quad \lim_{r \rightarrow 0} (r \partial w / \partial r) = 0.$$

На поверхности жидкости  $z = 0$ ,  $0 \leq r < r_f(t)$  ( $r_f(t)$  – радиус лунки расплавленного металла на свободной поверхности)

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{Mn}{\text{Pr}} \frac{\partial \theta}{\partial r} \eta, \quad w = 0.$$

При наличии в расплаве поверхностно-активных веществ для описания поверхностного натяжения используется эмпирическая формула [8]

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 - k_\sigma (T - T_m) - TR \Gamma_s \ln(1 + KC_s), \quad K = S_l \exp[-\Delta H^0 / (RT)], \\ \frac{\partial \sigma}{\partial T} &= -k_\sigma - R \Gamma_s \ln(1 + KC_s) - \frac{KC_s}{1 + KC_s} \frac{\Gamma_s \Delta H^0}{T}, \end{aligned} \quad (3)$$

тогда  $Mn = -k_\sigma T_m r_0 / (\rho \nu a)$  – число Марангони и

$$\eta = 1 + \frac{R \Gamma_s}{k_\sigma} R \Gamma_s \ln(1 + KC_s) + \frac{KC_s}{1 + KC_s} \frac{\Gamma_s \Delta H^0}{T k_\sigma}.$$

Здесь  $\sigma_0$  – поверхностное натяжение в чистом металле в точке плавления;  $k_\sigma = -\partial\sigma/\partial T$  – для чистого металла;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $C_s$  – концентрация примеси поверхностно-активных веществ на поверхности расплава;  $S_l$  – константа, соответствующая энтропии сегрегации;  $\Delta H^0$  – стандартная теплота адсорбции;  $\Gamma_s$  – избыток примеси в поверхностном слое на единицу площади.

Распределение концентрации легирующего вещества в расплаве  $C$ , которое вовлекается течением со свободной поверхности, описывается уравнением конвективной диффузии.

$$C_t + (\nabla \cdot \mathbf{u})C = \frac{1}{\text{Sc}} \Delta C, \quad (4)$$

где  $Sc = \nu / D$  – число Шмидта;  $D$  – коэффициент диффузии;  $C = C / C_0$ ,  $C_0$  – количество легирующего вещества на поверхности подложки.

Граничные условия для (4) следующие. На поверхности «расплав – твердая фаза»  $\zeta(r, z, t)$

$$\partial C / \partial \mathbf{n} = 0.$$

На оси симметрии  $r = 0$ ,  $-z_f(t) \leq z \leq 0$

$$\lim_{r \rightarrow 0} r(\partial C / \partial r) = 0.$$

На зеркале расплавленного металла  $z = 0$ ,  $0 \leq r < r_f$

$$\partial C / \partial z = ScBi_D(1 - C),$$

где  $Bi_D$  – отражает скорость проникновения легирующего вещества в расплав.

Начальные условия для уравнения теплопереноса (1)

$$\theta = \theta_0,$$

для (2) и (4) в только что расплавившемся металле

$$u = 0, w = 0, C = 0.$$

Для численной реализации модели, которая включает в себя уравнения Навье – Стокса и конвективного тепло- и массопереноса, проводится дискретизация пространственной расчетной области на прямоугольные ячейки. Шаг  $\tau$  вдоль временной переменной постоянный. Распределения температуры и концентрации примеси описывались значениями в узлах сетки. Системы разностных уравнений строились посредством неявной аппроксимации балансных соотношений, получаемых интегрированием уравнений (1), (2), (4) с учетом соответствующих граничных условий. При аппроксимации (2) в области расплавившегося материала, по аналогии с методами типа MAC [10], составляющие скоростей  $u$ ,  $w$  определялись в серединах боковых граней ячеек, а давление  $p$  – в центрах ячеек.

Алгоритм имеет следующий порядок действий. Первоначально вычислялось температурное поле в подложке при воздействии энергии лазерного импульса. После появления жидкой лунки на каждом временном шаге устанавливалась граница фазового перехода. Подстановка найденных значений температуры в уравнения количества движения позволила определить составляющие поля скоростей. Далее с использованием метода искусственной сжимаемости [11] рассчитывалось давление. Производилось несколько итераций для согласования распределения давления и скоростей до выполнения неравенства  $\max |\nabla \cdot \mathbf{u}| \leq \gamma$ , где  $\gamma$  – заданное малое число. Проводится расчет распределения легирующего материала в расплавленном металле. Решение алгебраических систем, получаемых при аппроксимации уравнений движения и теплопереноса, осуществлялось итерационными методами [12].

После завершения импульса решение задачи продолжалось до момента исчезновения перегрева в расплавленном металле подложки. Изменение концентрации легирующего вещества происходило только в расплаве, а в затвердевшей области фиксировались последние рассчитанные значения и координаты.

### Результаты численных экспериментов

Численные исследования проводились при следующих параметрах:  $r_0 = 0,001$  м,  $z_g = 0,0012$  м,  $r_g = 0,0015$  м;  $t_H = 3-9$  мс;  $T_c = 300$  К;  $T_0 = 300$  К;  $q_0 = (2-6) \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>. Свойства металла [6; 8; 13]:  $\rho = 7065$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_p = 787$  Дж/(кг·К),  $\lambda = 27$  Вт/(м·К),  $\kappa = 2,77 \cdot 10^5$  Дж/кг,  $\nu = 8,5 \cdot 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с,  $k_\sigma = 4,3 \cdot 10^{-4}$  Н/(м·К),  $\beta_\rho = 1,18 \cdot 10^{-4}$  1/К,  $D = 5 \cdot 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с,  $R = 8314,3$  Дж/(моль·К),

$S_l = 3,18 \cdot 10^{-3}$ ,  $\Gamma_s = 1,3 \cdot 10^{-8}$  моль/м<sup>2</sup>,  $\Delta H^0 = -1,88 \cdot 10^8$  Дж/моль,  $T_m = 1775$  К,  $\varepsilon = 0,5$ ,  $\sigma_0 = 5,7 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>);  $T_K = 1141$  К;  $C_s = 0,015$  % от массы. Безразмерные параметры, используемые в расчетах:  $Pr = 0,175$ ,  $Gr = 2,848 \cdot 10^3$ ,  $Mn = 2,62 \cdot 10^4$  (для металла без примеси серы),  $\alpha = 7 \cdot 10^{-3}$ ,  $Sc = 27$ ,  $Bi_D = 0,5$ ,  $\Delta\theta = 10^{-3}$ ,  $\gamma = 10^{-4}$ . Значение временного шага  $\tau = 10^{-4}$  выбрано из условий устойчивости численного счета и минимизации количества итераций.

Из анализа формулы (3) следует, что величина  $\partial\sigma/\partial T$  в зависимости от температуры может менять свой знак, влияя на направление движения жидкости. На рис. 2 отражены температуры разогрева свободной поверхности расплава  $T_{kp}$  для различных концентраций поверхностно-активных веществ в металле, при которых начинаются изменения в структуре течений. При температурах ниже указанных, в диапазоне  $T_{kp} \geq T > T_m$ , согласно (3), у поверхности расплава существует устойчивое течение «от холодного к горячему». В области более значительного перегрева расплава ( $T > T_{kp}$ ), когда  $\partial\sigma/\partial T$  поменял знак, существует течение «от горячего к холодному». Иначе говоря, появляются условия существования двух встречных потоков, их столкновения и, как следствие, возникновения сложной структуры течения в расплавленном металле. Таким образом, наличие поверхностно-активного вещества в расплаве предполагает существование двух основных сюжетов формирования структуры течения

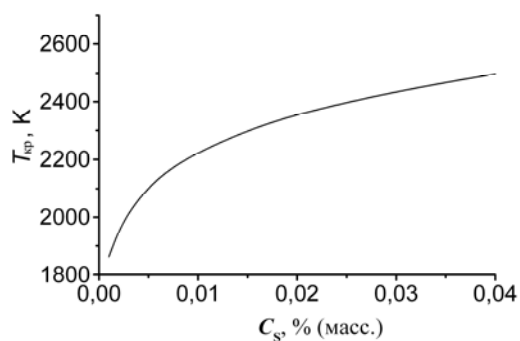


Рис. 2. Предельные значения температуры поверхности расплава при однонаправленном течении и различных концентрациях поверхностно-активных веществ в металле

Fig. 2. Utmost values of melt surface temperature for the existence of the steady centripetal flow at various concentrations of surface-active substances in the metal

в расплаве и, как следствие, распределения легирующего материала. Рассмотрим первоначально вариант лазерного воздействия на подложку, когда максимальная температура расплавленного металла во время импульса не превышает  $T_{kp}$ :  $q_0 = 2,8 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>,  $t_H = 8$  мс для  $C_s = 0,015$  % от массы. Рис. 3, а иллюстрирует поле скоростей в расплаве в момент завершения энергетического воздействия. Стрелки на рисунке здесь и далее указывают направление, а их длина характеризует интенсивность потока. Из представленных данных следует, что формируется общее тороидальное течение с направлением движения вблизи свободной поверхности жидкости от границы фазового перехода к центру лунки. Нисходящий поток в этой области при встрече с восходящим движением жидкости, вызванным естественной конвекцией, меняет направление и способствует расходящемуся течению вдоль границы фазового перехода. Подобная структура движения существует с момента появления расплава до текущего времени при условии небольшого перегрева его поверхности относительно температуры фазового перехода. По результатам расчетов средняя скорость течения составляет около 0,35–0,5 м/с, а максимальное значение не превышает 1 м/с. После завершения импульса тепло отводится в материал подложки, температура расплава снижается, металл затвердевает, а структура течения, подобная представленной на рис. 3, а, сохраняется до полного затвердевания.

На рис. 3, б изоконцентраты иллюстрируют распределение проникшего в расплав легирующего вещества после полного затвердевания металла ( $t = 9,5$  мс). Существование восходящего течения вдоль границы фазового перехода не дает проникать легирующему материалу вглубь расплава на его периферии. В центральной части лунки легирующие добавки переносятся в глубину нисходящим потоком в течение всего времени существования рас-

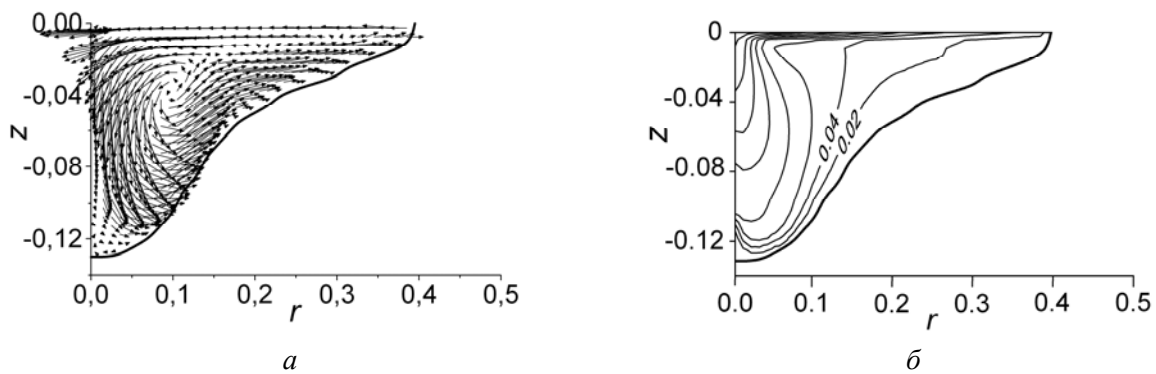


Рис. 3. Поле скоростей (а) и изоконцентраты распределения легирующего материала (б)

Fig. 3. Velocity field (a) in the melt and iso-concentrates of the alloying material distribution (b) in the solidified metal

плавленного металла. В целом получается, что легирующий материал распределяется очень неравномерно: максимальная концентрация вблизи свободной поверхности и в центральной части расплавленной лунки и фактическое отсутствие на периферии затвердевшего металла.

Рассмотрим вариант лазерного воздействия на подложку, когда максимальная температура расплава во время импульса превышает  $T_{kp}$  и имеет место значительный разогрев расплава в центре обрабатываемой области:  $q_0 = 4 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>,  $t_H = 5$  мс при той же величине  $C_s$ . Структура течения в образующейся лунке изменяется от иллюстрируемого рис. 3, а до представленных на рис. 4. При превышении температуры на поверхности расплава величины  $T_{kp} - \partial\sigma / \partial T$  меняет знак, и возникают разнонаправленные капиллярные силы, которые способствуют возникновению нескольких тороидальных течений. Поверхность расплава у границы фазового перехода имеет небольшой перегрев, при котором происходит движение жидкости к центру лунки. В центральной области в зоне максимального перегрева поверхности существует течение, направленное от центра. При столкновении встречных течений образуется нисходящий поток, который способствует переносу вглубь расплава тепла, оказывающего влияние на форму границы фазового перехода, и легирующего материала. В случае если одна из разнонаправленных капиллярных сил преобладает, явно выраженного встречного потока может и не возникать, однако большой однонаправленный тороидальный вихрь, подобный представленному на рис. 3, а, разрушается на более мелкие (см. рис. 4, а).

Сразу после завершения импульса перегрев жидкого металла в центральной области снижается, температура опускается ниже  $T_{kp}$ , и формируется структура течения, представленная на рис. 4, б, которая сохраняется до полного затвердевания. Тепло от поверхности переносится в глубину расплава, сдвигая границу фазового перехода. В области с минимальным перегревом расплавленный металл быстро остывает и затвердевает, уменьшая радиус лунки. По мере дальнейшего остывания расплава происходит движение границы фазового перехода к поверхности подложки, интенсивность перемешивания снижается и после полного снятия перегрева прекращается.

Рисунок 5 иллюстрирует распределение легирующего вещества, попавшего в расплавленный материал подложки, рис. 5, а отражает результат, полученный на момент завершения импульса, со структурой течения, представленной рис. 4, в. Согласно представленным данным, восходящее течение вдоль границы фазового перехода не дает проникать легирующему материалу вглубь расплава на его периферии. В центральной части лунки легирующие добавки проникают на значительную глубину лишь на первом этапе плавления за счет нисходящего течения, а на момент завершения импульса восходящее движение жидкости этому препятствует. И только в области столкновения встречных течений образуется нисходящий

поток, доставляющий вводимый материал в глубину расплавленного металла. В целом получается, что легирующий материал распределяется очень неравномерно и фактически отсутствует в глубине центральной части образовавшейся лунки и на периферии расплава (рис. 5, а).

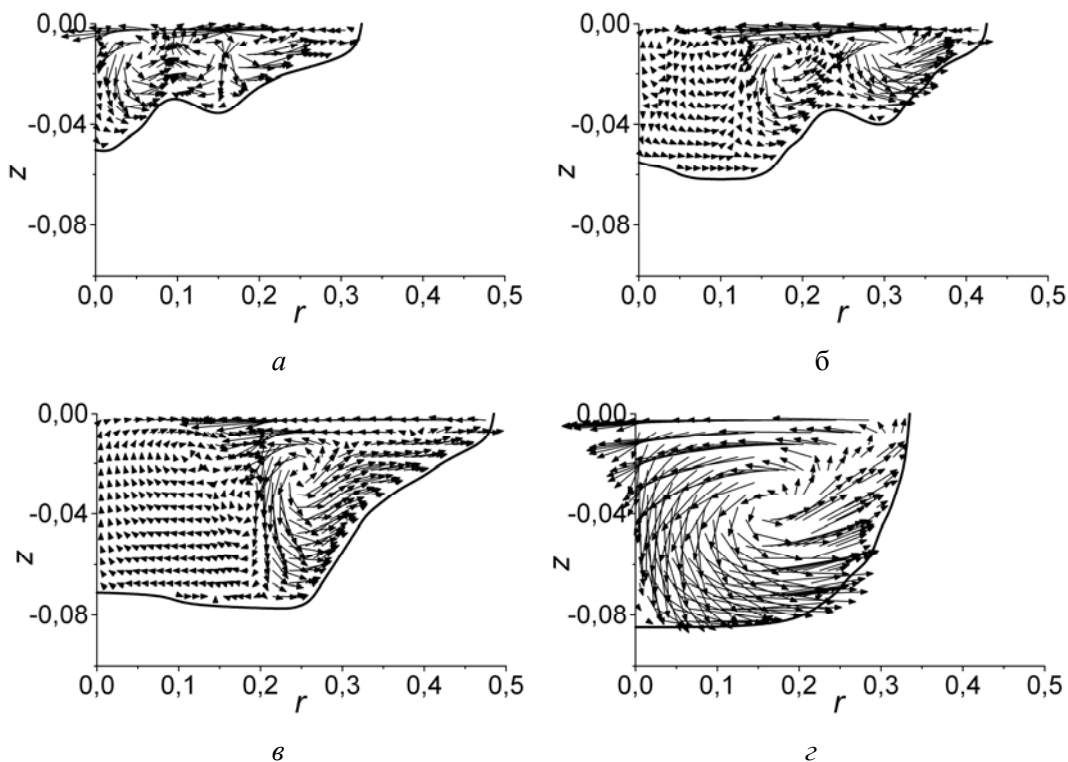


Рис. 4. Поле скоростей в расплаве при  $t = 3$  мс (а), 4 мс (б), 5 мс (в), 5,25 мс (г)

Fig. 4. Velocity field in the melt at  $t = 3$  ms (a), 4 ms (b), 5 ms (c), 5.25 ms (d)

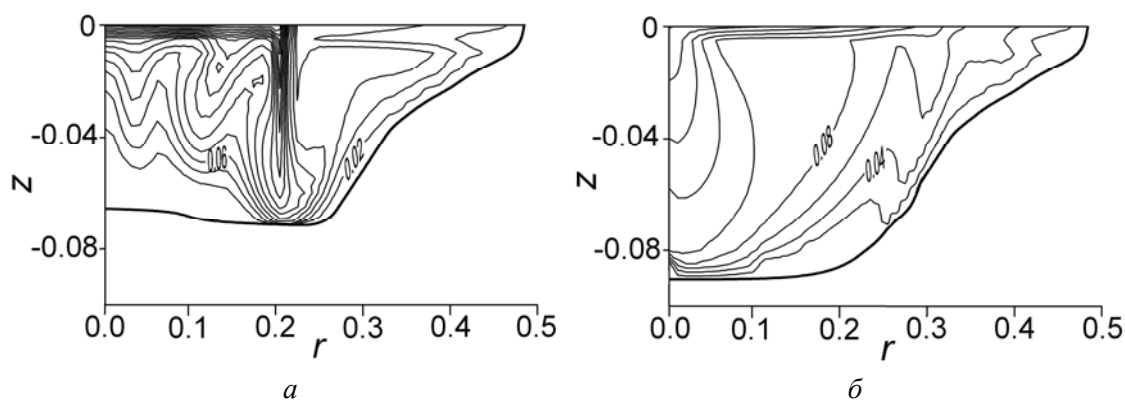


Рис. 5. Изоконцентраты легирующего материала в расплаве при  $t = 5$  мс (а) и в затвердевшем металле (б)

Fig. 5. Iso-concentrates of the alloying material in the melt at  $t = 5$  ms (a) and in the solidified metal (b)



Однако уже через 0,25 мс после завершения импульса в жидком металле формируется течение, представленное на рис. 4, *з*. Движение жидкости вблизи свободной поверхности увлекает легирующее вещество к центру лунки и нисходящим потоком переносит в глубину, а затем расходящимися течениями перераспределяет по всему объему расплава. Вновь образовавшееся общее тороидальное течение способствует равномерному перемешиванию ранее попавшего в расплав легирующего вещества. По мере продвижения границы фазового перехода к поверхности подложки интенсивность перемешивания снижается и после снятия перегрева в расплаве полностью прекращается ( $t = 6$  мс). Рисунок 5, *б* иллюстрирует окончательное распределение растворившегося легирующего материала в области подложки, подвергавшейся плавлению. Из представленных данных следует, что наибольшая концентрация проникшего в расплав материала наблюдается вблизи поверхности, в центральной части затвердевшего металла и в меньшем количестве на периферии лунки, затвердевшей в первую очередь после прекращения импульса. Надо отметить, что проникновение легирующей добавки продолжается до полного затвердевания металла подложки, и ее суммарное количество к этому моменту (см. рис. 5, *б*) на 15 % превышает рассчитанное количество при завершении лазерного импульса.

### Заключение

С использованием численного моделирования рассмотрено конвективное течение в расплавленном материале стальной подложки и распределение вводимой добавки при легировании металла с помощью импульсной лазерной обработки. Определены два возможных варианта течения при наличии поверхностно-активных веществ в расплаве. Распределение легирующего материала происходит только за счет конвективного течения в расплаве. Существование устойчивого центростремительного движения у поверхности жидкости возможно при условии, что ее разогрев не превышает температуры  $T_{кр}$ . В этом случае проникший с поверхности материал имеет максимальную концентрацию вблизи свободной поверхности и в центральной части расплавленной лунки и фактически отсутствует на ее периферии. Температура поверхности расплава в какой-либо области выше  $T_{кр}$  способствует возникновению нескольких тороидальных течений в жидкости и более равномерному перемешиванию легирующего вещества. Очевидно, что для повышения качества обработки поверхностного слоя металла необходимо принимать во внимание его состав и с учетом этого выбирать оптимальные режимы разогрева.

### Список литературы / References

1. **Bernatsky A. V.** Laser surface alloying of steel items (Review). *The Paton Welding Journal*, 2013, no. 12, p. 2–8.
2. **Tarasova T. V.** Distribution of elements in the molten pool produced by laser alloying. *Metal Science and Heat Treatment*, 2002, no. 3–4, p. 124–127. DOI 10.1023/A:1019674205189
3. **Majumdar J. D.** Development of wear resistant composite surface of mild steel by laser surface alloying with silicon and reactive melting. *Mater. Lett.*, 2008, no. 62, p. 4257–4259. DOI 10.1016/j.matlet.2008.06.042
4. **Popov V. N., Tsivinskii M. Y., Tsivinskaya Y. S.** Numerical evaluation of the contribution of a surface-active substance in melt to convective mass transfer caused by pulsed laser action on metal. *Math. Models Comput. Simul.*, 2012, vol. 4, no. 5, p. 527–533. DOI 10.1134/S2070048212050080
5. **Ribic B., Tsukamoto S., Rai R., DebRoy T.** Role of surface active elements during keyhole mode laser welding. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2011, vol. 44 (48), p. 485203. DOI 10.1088/0022-3727/44/48/485203

6. **Ehlen G., Ludwig A., Sahn P. R.** Simulation of Time-Dependent Pool Shape during Laser Spot Welding: Transient Effects. *Metall. Mater. Trans. A.*, 2003, vol. 34a, p. 2947–2961. DOI 10.1007/s11661-003-0194-x
7. **Sarkar S., Mohan Raj P., Chakraborty S., Dutta P.** Three dimensional computational modeling of momentum, heat and mass transfer in a laser surface alloying process. *Numer. Heat Transfer A.*, 2002, vol. 42, p. 307–326. DOI 10.1080/10407780290059576
8. **Sahoo P., DebRoy T., McNallan M. J.** Surface tension of binary metal-surface active solute systems under conditions relevant to welding metallurgy. *Metall. Trans. B.*, 1988, vol. 19B, p. 483–491. DOI 10.1007/BF02657748
9. **Самарский А. А., Моисеенко Б. Д.** Экономичная схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // Журн. вычисл. мат. и мат. физ. 1965. Т. 5, № 5. С. 816–827.  
**Samarsky A. A., Moiseenko B. D.** Ekonomichnaya schema skvoznogo scheta dlya mnogomernoy zadachi Stefana. *Zhurnal vychislitelnoy matematiki i matematicheskoy fiziki*, 1965, vol. 5, no. 5, p. 816–827. (in Russ.)
10. **Harlow F. H., Welch J. E.** Numerical calculation of time-depend viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Phys. Fluids*, 1965, vol. 8, p. 2182–2189. DOI 10.1063/1.1761178
11. **Chorin A. J.** A numerical method for solving incompressible viscous flow problems. *J. Comput. Phys.*, 1967, vol. 2, p. 12–26. DOI 10.1006/jcph.1997.5716
12. **Самарский А. А.** Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.  
**Samarsky A. A.** Teoriya raznostnykh skhem. Moscow, Nauka, 1977, 656 p. (in Russ.)
13. **Zhengtao Gan, Gang Yu, Xiuli He, Shaoxia Li.** Numerical simulation of thermal behavior and multicomponent mass transfer in direct laser deposition of Co-base alloy on steel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, vol. 104, p. 28–38. DOI 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.08.049

*Материал поступил в редколлегию*  
*Received*  
*06.06.2018*

### Сведения об авторе / Information about the Author

**Попов Владимир Николаевич**, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

**Vladimir N. Popov**, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

popov@itam.nsc.ru