

PACS numbers: 47.55.dm, 47.55.pf, 47.57.ef, 64.70.dj, 81.15.-z, 81.16.Mk, 81.65.-b

Моделирование термокапиллярной конвекции расплава с дисперсной примесью при лазерном поверхностном упрочнении материалов

С. Н. Григорьев, А. М. Гурин*, О. Б. Ковалёв*

*ФГБОУ ВПО «Московский государственный технологический университет «СТАНКИН»»,
пер. Вадковский, 3а,
127055 Москва, Россия*

**ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН,
ул. Институтская, 4/1,
630090 Новосибирск, Россия*

Работа посвящена математическому моделированию и численному решению в сопряжённой постановке задачи тепловой капиллярной микроконвекции, которая возникает в расплаве металла под действием лазерного излучения. Особое внимание уделено численному исследованию процессов тепло- и массопереноса в лазерной ванне расплава с дисперсной примесью, обычно добавляемой для модифицирования и упрочнения обрабатываемой поверхности. Лазерное упрочнение позволяет улучшить свойства поверхности без изменения свойств основного изделия и применяется для достижения высокого сопротивления износу и коррозионной устойчивости изделий. Представлены распределения температуры, скорости и линий тока в пространстве жидкого металла, которые демонстрируют особенности существования трёхмерных многовихревых течений, ответственных за формирование рельефа дна ванны расплава. Предложена физико-математическая модель и проведены расчёты конвекции тугоплавких частиц вольфрама в лазерной ванне расплава стальной подложки. Ввод частиц порошка осуществлялся через коаксиальное сопло. Показано, что термокапиллярная микроконвекция жидкого металла оказывает существенное влияние на распределение дисперсной примеси в поверхностном слое металлической подложки после остывания.

Роботу присвячено математичному моделюванню та чисельному розв'язку в спряженій постановці задачі теплової капілярної мікроконвекції, яка виникає в розтопі металу під дією лазерного випромінення. Особливу увагу приділено чисельному дослідженню процесів тепло- і масоперенесення в лазерній ванні розтопу з дисперсною домішкою, яка звичайно до-

дається для модифікування та зміцнення оброблюваної поверхні. Лазерне зміцнення уможливило поліпшити властивості без зміни властивостей основного виробу та застосовується для досягнення високого опору зносу та корозійної стійкості виробів. Наведено розподіли температури, швидкості та ліній течії в просторі рідкого металу, які демонструють особливості існування тривимірних багатовихрових течій, відповідальних за формування рельєфу дна ванни розтопу. Запропоновано фізико-математичну модель та виконано розрахунки конвекції тяжкотопких частинок вольфраму в лазерній ванні розтопу сталюого підложжя. Введення частинок порошку здійснювалося через коаксіальне сопло. Показано, що термокапілярна мікроконвекція рідкого металу спричиняє істотний вплив на розподіл дисперсної домішки в поверхневому шарі металевого підложжя після остигання.

A given work is concerned with the mathematical modelling and numerical simulation within the conjugate statement of problem for thermal capillary microconvection, which arises in molten metal under laser radiation. The special attention is paid to numerical calculation of the heat and mass transfer processes in a laser molten pool with the disperse impurity, which is usually added for modifying and hardening of the processed surface. Laser hardening allows improving properties of a surface without change of properties of the main product and is applied to achieve high wear resistance and corrosion stability of products. Distributions of temperature, speed, and flow lines in a space of liquid metal, which show features of presence of the three-dimensional multivortex flows responsible for formation of a relief of the molten pool bottom, are presented. The physical-mathematical model is proposed, and calculations of convection of refractory tungsten particles in the laser molten pool of a steel substrate are carried out. Supply of powder is carried out through a coaxial nozzle. As shown, the thermal capillary microconvection of liquid metal has essential impact on distribution of dispersed impurity in a surface layer of the metal substrate after cooling-down.

Ключевые слова: капиллярная микроконвекция, многовихревые течения, лазерное излучение.

(Получено 14 февраля 2013 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционные металлургические способы обработки металлов и сплавов практически исчерпали свои возможности в повышении механических свойств [1, 2]. Улучшение свойств поверхности материала (износостойкости, термостойкости, твердости, коррозионной стойкости), наряду с традиционными методами модификации (химическое травление, закалка, плазменная обработка, ударное упрочнение), в последнее время все чаще осуществляется методами лазерной модификации поверхности такими, как: закалка, легирование, наплавка [3–8].

Термическое упрочнение через жидкую фазу осуществляется с использованием лазерного излучения для нагрева до плавления поверхности основного металла. Процесс лазерной модификации производится путем сканирования поверхности материала лазерным пучком. Легирующие элементы (титан, ниобий, вольфрам, углерод и др.) входят в состав дисперсной примеси, добавляемой в лазерную ванну расплава. Толщина обработанного слоя может составлять от сотен нанометров до нескольких миллиметров [7–9]. Многообразие процессов, протекающих при высокой температуре в локальной области воздействия лазерного излучения, не позволяет в полной мере проводить лабораторные экспериментальные исследования. Возникновение замкнутых течений, развитие многовихревой термокапиллярной конвекции при термообработке материалов оказывает влияние на качество обрабатываемой поверхности [9–12].

При взаимодействии лазерного излучения с металлами на границах раздела фаз повышается роль поверхностных эффектов. На рисунке 1 приведена схема процесса лазерной обработки, которая используется в методах аддитивного конструирования изделий, а также легирования, упрочнения и наплавки. Лазерный луч, двигаясь вдоль поверхности, нагревает ее до температуры плавления. На поверхности расплава существует градиент температуры, который за счет эффекта Марангони, приводит к появлению микротечений, что оказывают влияние на перенос тепла и изменяют форму ванны расплава [13]. Частицы мелкодисперсного порошка, имея температуру плавления выше, чем у основного металла, попадая на жид-

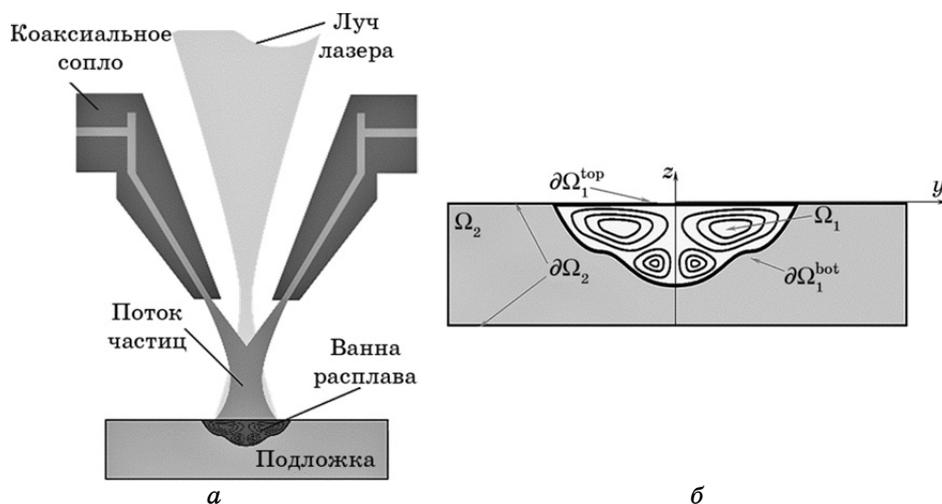


Рис. 1. Лазерное модифицирование поверхности металла: схема процесса лазерной наплавки (а); увеличенная в размерах ванна расплава вместе с прилегающей к ней частью твердой подложки (б).

кую поверхность, оказываются вовлечёнными в микроконвективное движение.

Под воздействием термокапиллярных микротечений, добавляемые частицы участвуют в теплообмене, возможно, плавятся, а также могут вступать в межфазное и химическое взаимодействие с расплавом с образованием металлических или неметаллических химических соединений с выделением или поглощением определенного количества тепла. Важным для практики является предсказание динамики частиц твердой фазы и их распределение в переплавленной зоне.

С появлением аддитивных лазерных технологий интерес к трехмерному моделированию процессов конвективного перемешивания дисперсных компонентов, добавляемых в ванну расплава, значительно повысился. На рисунке 2 показаны кадры киносъемки лазерной наплавки цилиндрической поверхности детали с использо-

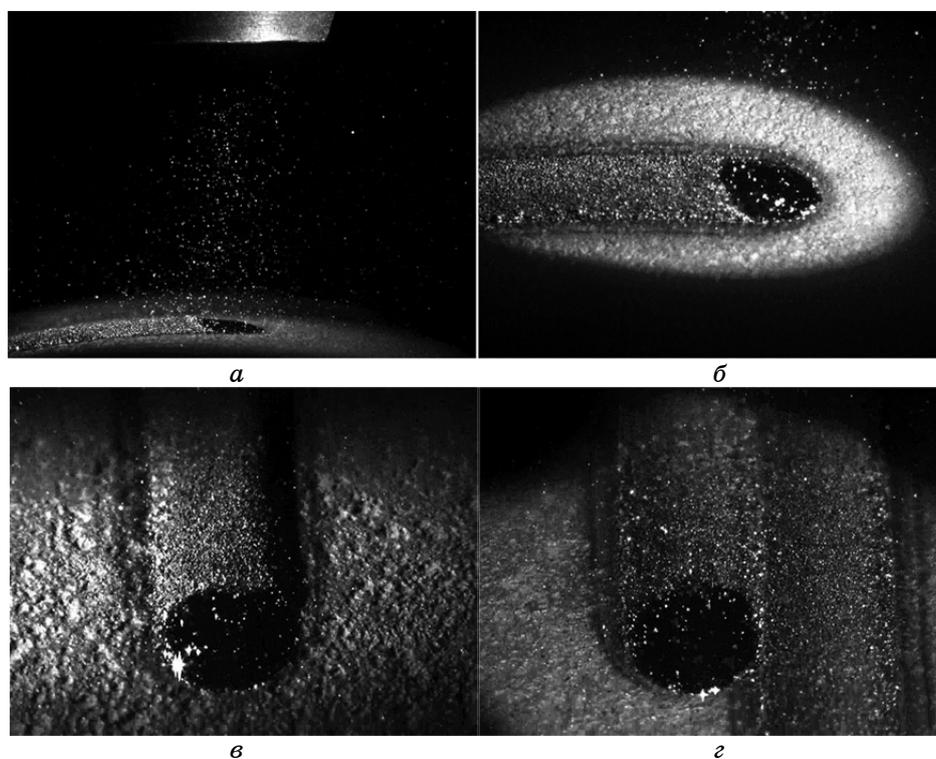


Рис. 2. Кадры киносъемки лазерной наплавки (ENISE DIPI Lab., г. Сент-Этьенн, Франция [14]): коаксиальное сопло (вверху), поверхность цилиндра (внизу) и частицы порошка (светлые точки) между ними (*а*); ванна расплава и переплавленный след на поверхности, вид сверху (*б*, *в*); положение второго следа рядом с первым (*г*).

ванием коаксиального сопла. Эксперименты проводились в ENISE DPI Lab. [14]. Мощность излучения CO₂-лазера до 5 кВт, скорость сканирования 0,5 м/мин, диаметр ванны расплава 5 мм, порошок из нержавеющей стали с диаметром частиц 45–125 мкм, расстояние между соплом и подложкой 20 мм, расход частиц 8 г/мин. Можно заметить, что при таком сравнительно малом расходе порошка толщина наплавочного слоя невысокая, меньше 1–2 мм. При этом форма поверхности ванны круглая (см. рис. 2).

При охлаждении и кристаллизации расплава представляет интерес распределение исходных частиц или частиц новой фазы в переплавленной зоне. Исследованию указанных процессов в литературе мало уделяется внимания.

Данная работа посвящена математическому моделированию и численному решению трехмерной задачи микроконвекции, которая возникает под действием лазерного излучения в расплаве металла с поверхностно активными дисперсными компонентами, добавляемыми для наплавки и упрочнения обрабатываемой поверхности.

2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предполагается, что исследуемые режимы лазерного нагрева вызывают небольшие величины конвективных скоростей так, что течение расплава считается ламинарным, и это обуславливает плоскую форму свободной поверхности жидкости. Предположения и допущения, в рамках которых строится математическая модель, сводятся к следующему:

- движения расплава, вызванные действием лазерного излучения, описываются моделью течения вязкой несжимаемой теплопроводной жидкости в приближении Буссинеска в трехмерной декартовой системе координат;
- материалы подложки и частиц порошка являются сплошными и однородными;
- теплофизические свойства материалов в твердом и жидком состояниях постоянны и не зависят от температуры;
- пренебрегается изменением формы поверхности жидкости за счет испарения;
- свободная поверхность жидкости считается плоской;
- объемным тепловым расширением материала частиц и подложки пренебрегаем;
- содержание частиц в расплаве мало так, что влияние частиц на его течение, а также столкновение частиц между собой не рассматриваются;
- взаимодействия частиц с твердой границей сводятся к столкновениям, которые считаются упругими;

- поверхностное натяжение расплава зависит только от температуры;
- влиянием концентрации примеси на поверхностное натяжение пренебрегается в силу незначительной объемной доли добавляемых частиц;
- в силу малости размеров, полностью расплавленные тугоплавкие частицы сохраняют свою сферическую форму, т.е. материал жидких частиц не перемешивается с расплавом металлической подложки.

2.1. Уравнения конвективного массопереноса в лазерной ванне расплава

Для описания течения расплава используются уравнения Навье–Стокса, записанные в декартовой системе координат $Oxyz$:

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = -\frac{1}{\rho_m} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{V} + \mathbf{g}\beta_T(T - T_0), \quad (2)$$

где t — время, $\mathbf{V} = (u, v, w)$ — вектор скорости, p — давление, ρ_m — плотность расплава, \mathbf{g} — ускорение свободного падения, β_T — коэффициент объемного теплового расширения, T_0 и T — начальная и текущая температуры, $\nu = \mu/\rho_m$ — кинематическая вязкость расплава, μ — динамическая вязкость.

2.2. Уравнение переноса тепла в твердом и жидком металле

Для описания переноса тепла в расплаве и твердом материале используется уравнение для энергии в энтальпийной форме:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)H = \operatorname{div}(k\nabla T), \quad H = \int_{T_0}^T \rho(T)c(T)dT, \quad (3)$$

$$T = \begin{cases} H / (c_s \rho_s), & H < c_s \rho_s T_m, \\ T_m, & c_s \rho_s T_m \leq H < c_s \rho_s T_m + H_m, \\ T_m + (H - c_s \rho_s T_m - H_m) / (c_m \rho_m), & H \geq c_s \rho_s T_m + H_m, \end{cases} \quad (4)$$

$$k = \begin{cases} k_s, & H < c_s \rho_s T_m, \\ 0,5(k_s + k_m), & c_s \rho_s T_m \leq H < c_s \rho_s T_m + H_m, \\ k_m, & H \geq c_s \rho_s T_m + H_m, \end{cases}$$

$$\rho = \begin{cases} \rho_s, & H < c_s \rho_s T_m, \\ 0,5(\rho_s + \rho_m), & c_s \rho_s T_m \leq H < c_s \rho_s T_m + H_m, \\ \rho_m, & H \geq c_s \rho_s T_m + H_m. \end{cases}$$

Здесь H — энтальпия, k_s, k_m — коэффициенты теплопроводности, c_s, c_m — удельные теплоемкости, ρ_s, ρ_m — плотности твердого (s) и жидкого (m) материала соответственно, T_m — температура плавления материала подложки, H_m — скрытая теплота плавления. В зависимости от температуры, исследуемая область разбивается на три подобласти: твердую, жидкую и двухфазную с температурой равной температуре плавления.

2.3. Уравнения транспорта и нагрева частиц порошка в расплаве

Для описания термодинамики и транспорта частиц будем использовать траекторный подход, согласно которому уравнения, описывающие движение дисперсной среды, записываются в лагранжевых переменных и интегрируются вдоль траекторий индивидуальных частиц, при этом поле течения жидкости (распределение скорости \mathbf{V} и температуры T) считается известным. Траекторный метод справедлив при низкой объемной концентрации частиц.

Для одиночной p -частицы с радиусом r_p рассматриваются координаты $\mathbf{X}_p = (x_p, y_p, z_p)$ и вектор скорости $\mathbf{V}_p = (u_p, v_p, w_p)$ центра масс, а также средняя по объему частицы температура T_p . Уравнения движения и теплообмена одиночной p -частицы сферической формы в потоке жидкости запишем в виде:

$$\frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = \frac{3}{8} \frac{\rho C_d}{\rho_p r_p} |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| (\mathbf{V} - \mathbf{V}_p) + \mathbf{g} \frac{\rho_p - \rho}{\rho_p}, \quad (5)$$

$$d\mathbf{X}_p / dt = \mathbf{V}_p, \quad (6)$$

$$\rho_p \frac{4}{3} \pi r_p^3 \frac{dT_p}{dt} = 4\pi r_p^2 \frac{k_m}{2r_p} \text{Nu}_p (T_p - T), \quad (7)$$

$$T_p = \begin{cases} H_p / c_s, & H_p < c_s T_{mp}, \\ T_{mp}, & c_s T_{mp} \leq H_p \leq c_s T_{mp} + H_{mp}, \\ T_{mp} + (H_p - c_s T_{mp} - H_{mp}) / c_m, & H_p > c_s T_{mp} + H_{mp}, \end{cases}$$

$$C_d(\text{Re}_p) = 24(1 + 0,179 \text{Re}_p^{0,5} + 0,013 \text{Re}_p) / \text{Re}_p, \quad \text{Re}_p \leq 10^3, \quad (8)$$

$$\text{Re}_p = 2r_p \rho_m |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| / \mu,$$

$$\text{Nu}_p = 2 + 0,459 \text{Re}_p^{0,55} \text{Pr}^{0,33}, \text{Nu}_p = (2r_p \alpha_{T_p}) / k_m, \text{Pr} = \mu c_m / k_m. \quad (9)$$

Здесь C_d — коэффициент сопротивления, $H_p = \int_{T_0}^{T_p} c_p(T) dT$ — энтальпия частиц, r_p — радиус частицы, ρ_p — плотность частицы, V_p — скорость частицы, T_{pm} — температура плавления материала частиц, H_{pm} — скрытая теплота плавления материала частиц, α_T — коэффициент теплоотдачи между жидким металлом и воздухом. Поток тепла к одиночной частице включает теплообмен с расплавом металла. Температура частиц, согласно (7), определяется с учетом эффекта их плавления.

2.4. Лазерное излучение

Используется излучение CO_2 -лазера с длиной волны 10,6 мкм и распределением плотности интенсивности в пучке в виде функции Гаусса: $I(x, y) = [2W / (\pi\omega_0^2)] \exp(-2(x^2 + y^2) / \omega_0^2)$, где W — мощность излучения, ω_0 — радиус пучка.

2.5. Начальные и граничные условия для уравнений тепло- и массопереноса

На рисунке 1, б представлена схема прямоугольной расчетной области, в которой решаются уравнения (1)–(9). Расчетная область включает объединение областей занятой жидкой ванной Ω_1 и твердым материалом подложки Ω_2 : $\Omega_1 \cup \Omega_2 = \{x, y, z : 4\omega_0 \leq x \leq 4\omega_0, 4\omega_0 \leq y \leq 4\omega_0, 0 \leq z \leq -2\omega_0\}$. Границы области $\partial\Omega_2$ удалены от зоны действия луча и ванны расплава Ω_1 для того, чтобы можно было в достаточной степени исключить их влияние на тепловое состояние ванны. Начальные значения скорости и температуры для уравнений (1)–(4) постоянны в $\Omega_1 \cup \Omega_2$:

$$t = 0, \mathbf{V} = \mathbf{0}, T = T_0. \quad (10)$$

Уравнения Навье–Стокса (1)–(2) и теплопереноса (3)–(4) рассматриваются в $\Omega_1 \cup \Omega_2$ без выделения криволинейной границы фазового перехода $\partial\Omega_1^{\text{bot}}$. Поток тепла на верхней плоской поверхности задается с учетом суммарного баланса подводимого и отводимого тепла:

$$k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\partial\Omega_1 \cup \partial\Omega_2} = A_{\text{ab}} I - \frac{k_g}{2\omega_0} \text{Nu}(T - T_0) - \varepsilon \sigma_b (T^4 - T_0^4) - L_e \dot{m}, \quad (11)$$

где A_{ab} — коэффициент поглощения излучения, $\text{Nu} = (2\omega_0 \alpha_T) / k_g$ —

число Нуссельта, k_g — теплопроводность внешней среды (воздуха), $\sigma_b \approx 5,7 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) — постоянная Стефана–Больцмана, ε — степень черноты жидкого металла, L_e — теплота испарения, \dot{m} — массовая скорость испарения металла, которая определяется согласно [12]: $\dot{m} = \rho_m V_0 e^{-U/T}$, где $U = \mu_e L_e / (N_a k_b)$, μ_e — молярная масса, N_a — постоянная Авогадро, k_b — константа Больцмана, V_0 — скорость звука в расплавленном металле.

Так как поверхность подложки считается плоской, то граничное условие для скорости запишем в виде:

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{\partial\Omega_1^{\text{top}}} = -\gamma \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\partial\Omega_1^{\text{top}}}, \quad (12)$$

$$\mu \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{\partial\Omega_1^{\text{top}}} = -\gamma \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\partial\Omega_1^{\text{top}}}, \quad (13)$$

где $\gamma = \partial\sigma/\partial T$ — константа Марангони. На боковой и нижней поверхности расчетной области (рис. 1, б), для температуры ставятся условия теплоизоляции:

$$\frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\partial\Omega_2} = 0. \quad (14)$$

На границе фазового перехода скорость жидкости удовлетворяет условию прилипания:

$$\mathbf{V} \Big|_{\partial\Omega_1^{\text{bot}}} = \mathbf{0}. \quad (15)$$

Таким образом, математическая постановка задачи сводится к уравнениям Навье–Стокса (1), (2) для расчета вектора скорости $\mathbf{V} = (u, v, w)$ жидкости и давления p , уравнению теплопереноса (3), (4) для энтальпии H с внутренней границей фазового перехода $\partial\Omega_1^{\text{bot}}$, которая ограничивает зону расплава и определяет форму и размеры жидкой ванны.

2.6. Начальные и граничные условия для частиц

Подача частиц в зону расплава осуществляется с помощью коаксиального сопла (рис. 1). Частицы различных радиусов (от 10 до 30 мкм) равномерно подаются с массовым расходом $G_p = 6,8$ г/мин на поверхность расплава в пятно луча. Скорость каждой частицы $\mathbf{V}_p = (u_p, v_p, w_p)$ в точке падения на поверхность расплава полагается равной нулю, а температура T_p совпадает с температурой расплава $T_p = T$. Столкновение частиц с твердой поверхностью фронта плавления считается абсолютно упругим, и рассчитывается по закону: угол падения равен углу отражения.

3. МЕТОД РАСЧЕТА

Расчетная область на рисунке 1, b с размерами $8,0 \times 3,6 \times 6,0$ мм, которая включает ванну расплава Ω_1 и часть подложки Ω_2 , покрывается декартовой сеткой с прямоугольными ячейками в количестве $140 \times 120 \times 140$. Шаги сетки по координатным осям в Ω_1 задавались постоянными $h_x = h_y = h_z = 0,018$ мм. В твердом материале Ω_2 использовалась неравномерная сетка с шагом, увеличивающимся в геометрической прогрессии к границам расчетной области.

К центрам ячеек сетки отнесены значения скалярных величин, таких как давление p и энтальпия H . Для обеспечения устойчивости метода расчета компоненты скорости $\mathbf{V} = (u, v, w)$ вычисляются в точках, лежащих на гранях ячеек. Это облегчает реализацию граничных условий, так как не требуется задавать граничные условия для давления p . Алгоритм численного решения основан на явной конечно-разностной схеме второго порядка точности по пространству [15], с вычислением давления на каждом шаге по времени стабилизированным методом бисопряженных градиентов (BiCGStab) [16].

Уравнения, описывающие движение частиц (5)–(6), интегрируются методом Рунге–Кутты 4-го порядка. Скорость потока расплава \mathbf{V} окружающего частицу вычисляется методом трикубической интерполяции [17].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ

В расчетах использовались теплофизические свойства материалов, приведенные в таблице 1: для подложки из нержавеющей стали и частиц вольфрама.

Использовалось излучение мощностью $W = 1,4$ кВт с диаметром пучка $\omega_0 = 1,0$ мм. Скорость движения луча постоянна $V_c = 5$ мм/с.

4.1. Многовихревая термокапиллярная конвекция расплава

На рисунке 3 показаны изотермы и поле температуры в плоскости симметрии Oxz и на поверхности материала в плоскости Oxy . Поверхность фазового перехода показана более толстой сплошной линией. Изотермы в области ванны расплава заметно искажены его течением. Сама ванна расплава по форме напоминает лунку, слегка вытянутую на дне по направлению движения луча. Жидкая лунка перемещается вместе с лучом и имеет округлую форму с диаметром порядка 2 мм, максимальная глубина составляет 0,3 мм. За лучом расплав кристаллизуется, образуя след переплавленного металла.

На рисунке 4 представлена картина многовихревой термокапиллярной конвекции. На фоне распределения модуля скорости течения жидкости, приведены направления вектора скорости вдоль ли-

ТАБЛИЦА 1. Теплофизические свойства материалов.

Физическая величина	Нержавеющая сталь	Вольфрам
Температура, К (плавления T_m /кипения T_b)	1700/3137	3695/5828
Теплота, кДж/кг (плавления H_m /кипения H_b)	276/6100	191/4482
Теплопроводность металла, Вт/(м·К) (твёрдого k_s /жидкого k_m)	31,5/30,4	160
Плотность металла, кг/м ³ (твёрдого ρ_s /жидкого ρ_m)	7870/6610	19300
Удельная теплоемкость, кДж/(кг·К) (твёрдого c_s /жидкого c_m)	0,477/0,810	0,132
Коэффициент поглощения металлом лазерного излучения, A_{ab}	0,12	–
Константа Марангони γ , Н/(м·К)	$-3,5 \cdot 10^{-4}$	–

ний тока (рис. 4, а, б). Отдельно выделено положение криволинейной границы плавления, которая ограничивает ванну расплава.

Форма верхней поверхности ванны близка к окружности, аналогично тому, что было зарегистрировано в экспериментах (рис. 2). Максимальная скорость движения жидкости порядка 0,9 м/с наблюдается на поверхности лунки, при этом в центре лазерного пятна она невысокая. Взаимодействующие между собой потоки жидкости образуют вихревые течения, как на поверхности лунки, так и в её глубине, где скорость заметно ниже. Для того чтобы более полно представить картину конвективных течений индуцированных лазерным лучом рассмотрим поведение трехмерных линий тока на рис. 4, в, где показана форма ванны расплава с рельефом дна и

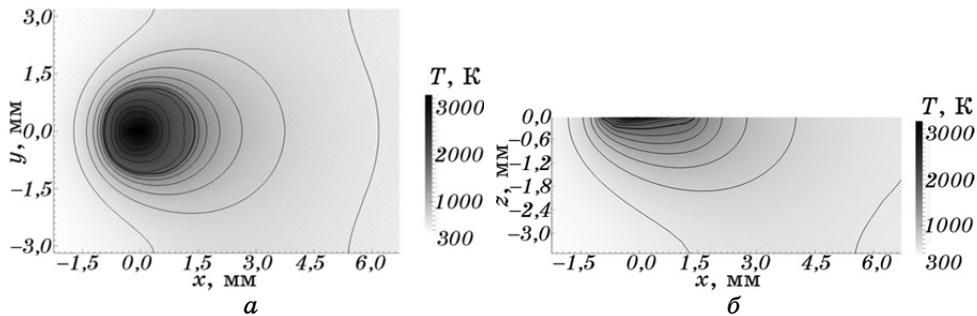


Рис. 3. Поле температуры в плоскости Oxy , вид сверху (а), и в плоскости симметрии Oxz (б): $V_c = 5$ мм/с, $A_{ab} = 0,12$, $W = 1400$ Вт, $\omega_0 = 0,5$ мм.

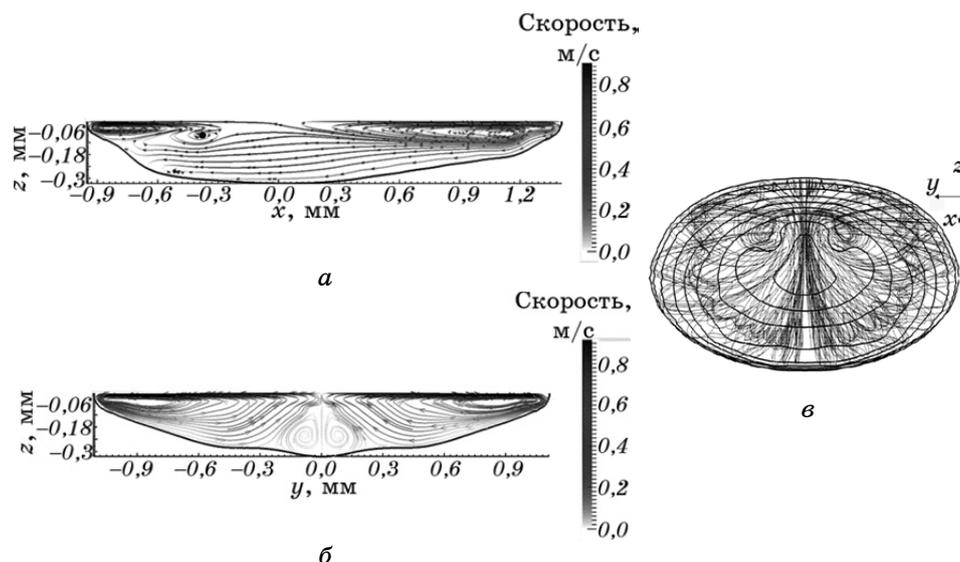


Рис. 4. Многовихревая конвекция жидкого металла в лазерной ванне расплава: поле скорости и линии тока в плоскостях Oyz (а) и Oxz (б); изолинии поверхности дна ванны и линии тока в пространстве (вид в плане) (в): $V_c = 5$ мм/с, $A_{ab} = 0,12$, $W = 1400$ Вт, $\omega_0 = 0,5$ мм, материал подложки — нержавеющая сталь.

построены линии тока в пространстве занятой жидкостью.

Наблюдается многовихревая картина течения жидкого металла. На фоне рельефа дна ванны на рис. 5 отдельно показаны наиболее характерные фрагменты линий тока. Линии тока на поверхности, рис. 5, а, направлены от центра пятна луча к границам ванны. Достигнув этой границы, линии тока изменяют направление, и уходят вниз, образуя тороидальный вихрь у края ванны (рис. 5, б).

Далее, двигаясь у дна, расплав охлаждается и образует поток, направленный к переднему краю ванны, рис. 5, в. Проходя на глубине область луча, поток устремляется вверх, образуя два симметрично расположенных пространственных вихря, переносящих более холодный расплав со дна ванны к её поверхности, рис. 5, г. Попадая под луч на поверхности ванны, эти холодные потоки неравномерно нагреваются, и, вследствие этого, ускоряются термокапиллярными силами, устремляясь опять к краю ванны, рис. 5, а. Далее процесс повторяется. В результате формируется трехмерное многовихревое пространственное течение расплава, которое поддерживается в стационарном состоянии за счет постоянной скорости перемещения лазерного источника. В рельефе дна наблюдаются две симметрично расположенных возвышенности, смещенные от центра к переднему краю ванны. Их возникновение обусловлено

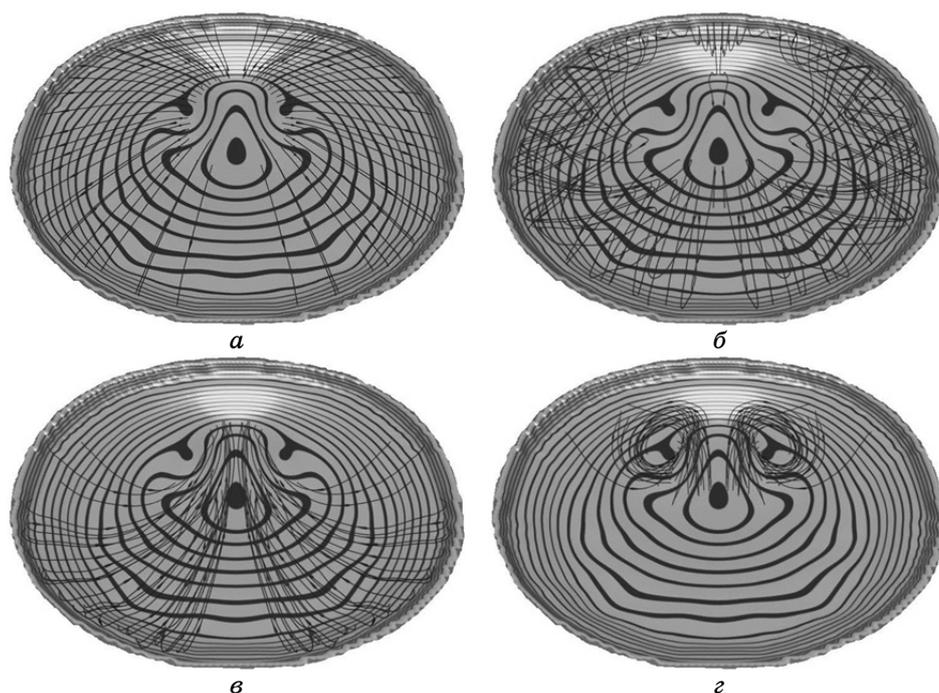


Рис. 5. Фрагменты линий тока на фоне рельефа дна ванны расплава: линии тока на поверхности, течение направлено во все стороны (*а*); тороидальный вихрь (*б*); течение у дна ванны (*в*); два симметричных вихря, жидкость течет со дна ванны к поверхности (*г*).

наличием двух вихрей переносящих расплав со дна ванны к ее поверхности, рис. 5, *г*.

4.2. Динамика частиц порошка в ванне расплава

Представляет интерес исследование поведения частиц порошка, попадающих в расплав с уже развитой термокапиллярной конвекцией. Это происходит в результате транспортировки порошка в пятно луча с помощью коаксиального сопла, рис. 1, *а*. При установившемся течении жидкого металла с постоянным распределением полей скорости $\mathbf{V} = (u, v, w)$ и температуры T , выполнены расчеты движения частиц вольфрама в расплаве стальной подложки.

При движении луча с постоянной скоростью V_c в направлении оси Ox ванна расплава перемещается с этой же скоростью так, что твердые частицы, попадая в расплав, вовлекаются в микроконвективное движение. Вид сверху на рис. 6, *а* демонстрирует положение частиц в ванне и в следе за лучом, где происходит кристаллизация и

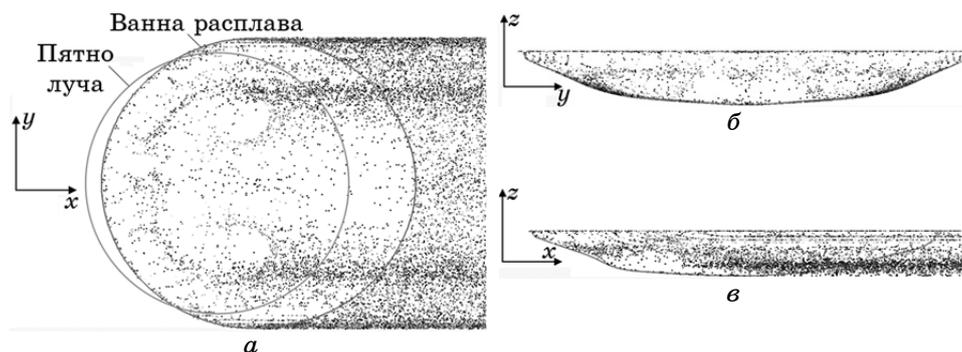


Рис. 6. Динамика частиц вольфрама в лазерной ванне расплава стальной подложки: вид сверху (*a*); вид в плоскостях Oyz (*b*) и Oxz (*в*), проходящих через ось луча.

затвердевание расплава. Положения частиц показаны точками. Контуры границы ванны близки к окружности и выделены жирной линией. Хорошо видно, что частицы в ванне совершают движения по траекториям, совпадающим с линиями тока жидкого металла. Заметим, что в плоскости рисунка отражены местоположения всех частиц не зависимо от того на какой глубине в расплаве они находятся. На рис. 6 показаны положения частиц в поперечном сечении ванны (рис. 6, б) и в продольном (рис. 6, в) сечении ванны и следе. Представляет интерес эффект оседания частиц на дно ванны. Это связано с тем, что плотность вольфрама $\rho_p = 1930 \text{ кг/м}^3$ намного превышает плотность расплава стальной подложки $\rho_m = 6610 \text{ кг/м}^3$, суммарная сила направлена вниз. Этим объясняется повышение концентрации частиц вольфрама на дне ванны, рис. 6, в. Заметим, что оседание частиц происходит не на самое дно ванны, а в зонах с минимальной конвекцией. Таковыми являются участки на нижних склонах рельефа ванны, рис. 6, б, в.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Работа посвящена развитию методов математического и численного моделирования капиллярной тепловой микроконвекции жидкого металла и дисперсной примеси, добавляемой в качестве модифицирующего компонента при лазерном упрочнении поверхности материалов при наплавке. Предложена постановка трехмерной задачи о конвективном тепло- и массопереносе, который возбуждается за счет эффекта Марангони в жидком металле постоянно движущимся лазерным источником.

В энтальпийной постановке численно решена двухфазная задача Стефана о плавлении металла лазерным лучом с гауссовым распре-

делением интенсивности. Положение поверхности фазового перехода, которая ограничивает зону плавления металла и определяет форму и размеры ванны расплава, рассчитывается с учетом микроконвекции жидкой фазы. Представлены распределения температуры, скорости и линий тока в пространстве жидкости, которые демонстрируют особенности существования многовихревых течений в трехмерной области с криволинейной поверхностью фазового перехода. Картина пространственных вихревых течений состоит из одного тороидального вихря в дальней зоне от луча, на границе фронта плавления, и двух симметрично расположенных глубинных вихрей, ответственных за тепло- и массоперенос, и формирование рельефа дна ванны расплава.

Предложена модель для расчета конвекции мелкодисперсных тугоплавких компонентов в лазерной ванне расплава. Выполнены расчеты конвекции дисперсной примеси, в которых предполагалось, что ввод порошка осуществляется через коаксиальное сопло с равномерным распределением частиц вольфрама по пятну луча.

Показано, что индуцированная лазером микроконвекция жидкого металла оказывает существенное влияние на распределение дисперсной примеси в поверхностном слое металлической подложки после остывания.

В настоящее время экспериментальные исследования, которые могли бы однозначно подтвердить характер лазерно-индуцированных конвективных трехмерных течений жидкого металла с примесью, авторам неизвестны. Представляет определенный интерес продолжение расчетно-теоретических и экспериментальных исследований [7–9, 18 и др.], направленных на диагностику и моделирование лазерно-индуцированной термокапиллярной и термоконцентрационной конвекции примеси в условиях свободной поверхности жидкости.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. N. Grigoriev, V. Yu. Fominskii, and A. V. Gusarov, *Met. Sci. Heat Treatment*, **54**, Iss. 1–2: 34 (2012).
2. V. Yu. Fominski, S. N. Grigoriev, J. P. Celis et al., *Thin Solid Films*, **520**, Iss. 21: 6476 (2012).
3. X. He, P. W. Fuerschbach, and T. DebRoy, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**: 1388 (2003).
4. O. V. Sobol', A. A. Andreev, S. N. Grigoriev et al., *Met. Sci. Heat Treatment*, **54**, Iss. 3–4: 195 (2012).
5. V. Yu. Fominskii, S. N. Grigoriev, A. G. Gnedovets et al., *Tech. Phys. Lett.*, **38**, Iss. 7: 683 (2012).
6. S. N. Grigoriev, V. Yu. Fominski, A. G. Gnedovets et al., *Appl. Surf. Sci.*, **258**, Iss. 18: 7000 (2012).
7. I. Smurov, M. Doubenskaia, S. Grigoriev et al., *J. Therm. Spray Technol.*, **21**,

- Iss. 6: 1357 (2012).
8. V. Y. Fominski, S. N. Grigoriev, R. I. Romanov et al., *Semiconductors*, **46**, Iss. 3: 401 (2012).
 9. M. Doubenskaia, M. Pavlov, S. Grigoriev et al., *J. Laser Micro Nanoengineering*, **7**, Iss. 3: 236 (2012).
 10. A. A. Uglov, I. Yu. Smurov, K. I. Tagirov, and A. G. Guskov, *Int. J. Heat Mass. Transfer*, **35**, No. 4: 783 (1992).
 11. I. Smurov, L. Covelli, K. Tagirov, and L. Aksenov, *J. Appl. Phys.*, **71**, No. 7: 3147 (1992).
 12. V. V. Semak, B. Damkroger, and S. Kempka, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32**: 1819 (1999).
 13. А. А. Веденов, Г. Г. Гладуш, *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (Москва: Энергоатомиздат: 1985).
 14. <http://dipi-platform.enise.fr/> (Université de Lyon, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Saint Etienne (ENISE), DIPI Laboratory, 58 rue Jean Parot, 42023 Saint-Étienne, France).
 15. F. H. Harlow and J. E. Welch, *Phys. Fluids*, **8**: 2182 (1965).
 16. H. A. van der Vorst, *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, **13**, No. 2: 631 (1992).
 17. F. Lekien and J. Marsden, *Int. J. Numer. Methods Eng.*, **63**: 455 (2005).
 18. A. I. Kovalev, V. P. Mishina, D. L. Wainstein et al., *J. Mater. Eng. Performance*, **11**, Iss. 5: 492 (2002).